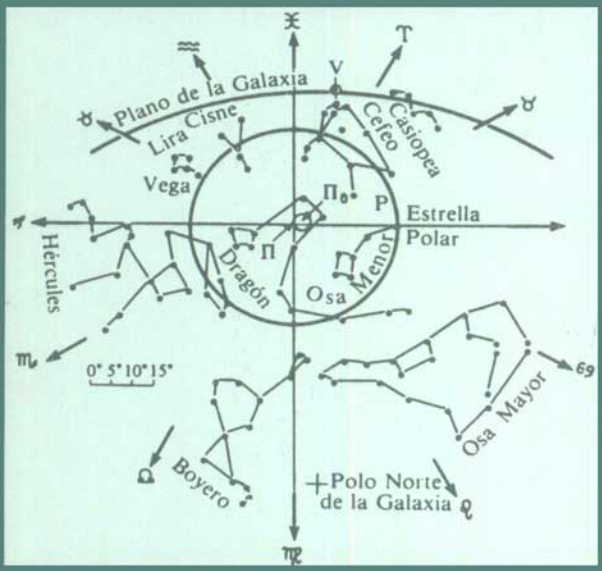
FISICA
AL ALCANCE DE TODOS

NUESTRO PLANETA, LA TIERRA

A. Bialko



EDITORIAL MIR MOSCÚ

FISICA
AL ALCANCE DE TODOS

FISICA AL ALCANCE DE TODOS

А. В. Бялко

НАША ПЛАНЕТА ЗЕМЛЯ

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА

FISICA AL ALCANCE DE TODOS

NUESTRO PLANETA, LA TIERRA

A. Bialko

Revisado por Ya. A. Smorodinski

EDITORIAL MIR MOSCU

Traducido del ruso por K. Stéinberg

Impreso en la URSS

На испанском языке

© издательство «Наука». Главная редакция физико-математической литературы. 1983
© traducción al español. Editorial Mir. 1985

ÍNDICE

PRÓLOGO 7

Capítulo I.
EL CAMINO DE LA TIERRA EN EL ESPACIO Y EL TIEMPO 9
1. Cielo estelar 9
2. Escala cosmológica del tiempo 15
3. La luz de la Gran Explosión 19
4. Movimiento de la Tierra y los planetas alrededor del Sol 29

Capítulo II.
LOS CUERPOS CELESTES Y SU MOVIMIENTO 43
1. Cinemática de la rotación de la Tierra 43
2. Fundamentos físicos del calendario 49
3. Rotación de la Luna y los planetas 52
4. Figuras de los cuerpos celestes 57
5. La Tierra y la Luna 65

Capítulo III.
EL SOL, MANANTIAL DE ENERGÍA 74
1. Primeros datos acerca del Sol 74
2. Las entrañas del Sol 78
3. Energía de las reacciones nucleares 83
4. ¿Puede explotar el Sol? 90
5. La superficie del Sol 97

Capítulo IV.
LA ATMÓSFERA Y EL OCÉANO 107
1. Composición de la atmósfera 107
2. Equilibrio térmico de los planetas. Sus atmósferas y océanos 111
3. "Pastel de hojaldre" de la atmósfera terrestre 120

4. Los vientos de la Tierra 128
5. Océano Mundial y sus corrientes 142

Capítulo V.
EL CLIMA DE LA TIERRA 158
1. Las nubes 158
2. Qué es el tiempo y qué es el clima 167
3. Causas de los cambios del clima 182
4. El "aliento" frío de la eclíptica 191
5. El clima y la civilización 197

PRÓLOGO

Vivimos como en un sueño no descifrado
en uno de los cómodos planetas...

Así escribía en 1909 el poeta Igor Severianin. Supongo que al hablar del sueño no descifrado no tenía en cuenta, ni mucho menos, la comodidad científicamente imprecisa de nuestro planeta. Pero la intuición del poeta imprime a su obra el espíritu de la época, circunstancia que, a veces, ofrece al lector la posibilidad de sacar de las líneas de una poesía más de lo que el propio poeta tenía en cuenta. Desde aquel entonces nuestra comprensión de las condiciones físicas en la superficie de la Tierra cobró tanta envergadura que ya no podemos llamarla sueño. Es más bien el estado en que uno se encuentra cuando acaba de despertar: ya se han establecido los nexos lógicos, sin embargo no se ha alcanzado todavía la plena claridad de la conciencia.

No obstante, existe un círculo de fenómenos en la Tierra y en el sistema solar que revelan de una forma bastante evidente la cadena fundamental de las causas y los efectos. El presente libro trata sobre la interrelación y la unidad de los fenómenos astronómicos y climáticos. Dicha interrelación se basa en la mecánica de los cuerpos celestes y en el equilibrio térmico de los planetas en general, así como en sus envolturas externas, es decir, sus atmósferas. A. S. Monin, renombrado geofísico soviético, propuso el término *geonomía* para la ciencia que estudia en todos los aspectos la Tierra y sus hermanos cósmicos. Sin embargo, sería erróneo dar a este libro el título de geonomía popular. Pues en él no se habla nada de los campos magnéticos de los planetas, ni tampoco se hace mención de los fenómenos eléctricos y ópticos en las atmósferas.

Emprenderemos un viaje mental por la Tierra y sus vecindades cósmicas. El recurso para realizar este viaje será el conocimiento de las leyes fundamentales de la naturaleza. La teoría nos dará la posibilidad de conocer también los lugares en los cuales no pueden penetrar incluso los aparatos cósmicos, por ejemplo, visitaremos el centro del Sol. Pero nuestra meta principal no será la descripción de la naturaleza que nos rodea. Por supuesto, semejantes descripciones sí que figuran aquí, mas tan sólo como ilustraciones al explicar los fenómenos. El autor quisiera relatar por qué el mundo circundante se halla estructurado precisamente de tal manera y qué es lo que

determina la "comodidad" de nuestro planeta, esta gran morada nuestra.

Comenzaremos estableciendo dónde se encuentra tal calle y tal casa en el espacio y en el tiempo, o sea, nos referiremos a la parte del Universo que nos rodea y al movimiento de la Tierra alrededor del Sol. A su vez, nos veremos obligados a introducir algunos conceptos que rebasan algo los márgenes del curso escolar de física. Los mismos también serán necesarios para la exposición ulterior del material.

El siguiente capítulo describe la Tierra y los planetas no como puntos materiales, sino como cuerpos en rotación: sólidos pero susceptibles al impacto de las fuerzas actuantes.

El tercer capítulo, en su totalidad, está dedicado al Sol, la fuente principal de energía y el centro de atracción del sistema solar. En el cuarto capítulo se expone cómo la radiación solar y la composición química determinan la estructura de la atmósfera y del océano y cómo surgen los vientos y las corrientes. Finalmente, el último capítulo dará a conocer al lector qué es lo que provoca las variaciones en el clima de nuestro planeta. Y aquí, por muy extraño que parezca a primera vista, se pondrá de manifiesto que las variaciones del clima en grandes intervalos de tiempo dependen, en particular, también del movimiento de los demás planetas. Así se cerrará el círculo de problemas esbozados en el libro que presentamos al juicio del lector.

Capítulo I
EL CAMINO DE LA TIERRA EN EL ESPACIO Y EL TIEMPO

1. CIELO ESTELAR

Observen el cielo una noche serena. Nos rodean miriadas de estrellas. El lector sabe que están alejadas a distancias enormes en comparación con la escala terrestre. En general, ustedes ya saben bastante sobre la estructura del mundo circundante. Pero procuren percibir eso no por medio de los conocimientos adquiridos en los libros, sino directamente, sintiendo cómo un diminuto granito de arena del Universo, el planeta Tierra, gira y se traslada en el espacio. ¿No lograron hacerlo? Inténtenlo otra vez después de haber leído este libro.

Será un relato acerca de la Tierra y la influencia que sobre ella ejerce la parte del Universo que nos rodea. Por esta razón, ante todo, debemos orientarnos con precisión en el espacio. El cielo estelar es precisamente nuestro primer sistema de referencia que marca las direcciones en el Universo. Las estrellas son diferentes. Unas brillan fuertemente, otras apenas vislumbran. El color de unas es azulado, el de otras, amarillo, y las terceras tienen un matiz rojizo. Tampoco es uniforme su distribución: hay sectores del cielo donde las etrellas están muy alejadas unas de otras, sin embargo, a través de todo el firmamento pasa una faja estelar muy densa, la llamada Vía Láctea. Los antiguos griegos también llamaban kyklos galaktikos – círculo lácteo – a esa concentración de estrellas que brilla casi uniformemente.

Si observamos el cielo mucho tiempo o retenemos en la memoria la disposición de las estrellas y volvemos a mirar el firmamento al cabo de cierto tiempo, es fácil advertir que la posición de las estrellas ha cambiado. Pero cambia como un todo único. El reino sideral que nos rodea está girando en su conjunto. Por supuesto, el lector sabe que en realidad es la Tierra la que ha girado respecto a éste.

Para que nos sea más fácil orientarnos entre las estrellas, sería mejor, por el momento, abstraernos de la rotación de la Tierra. Figúrese que usted es cosmonauta y está observando el mundo estelar desde la órbita de un satélite. En este caso, en una semivuelta que dura menos de una hora, usted podrá abarcar con la mirada todo el Universo. No le molestará la difusa luz de la atmósfera y usted verá las estrellas incluso en las cercanías del Sol. En el Cosmos las estrellas

no centellean, este fenómeno se debe al movimiento del aire. Y lo principal es que no hace falta preocuparse por la hora del día, ni por la latitud geográfica de la localidad, ni por la estación del año: la disposición recíproca de las estrellas en la esfera celeste es prácticamente invariable.

También en el mundo antiguo los hombres vieron casi el mismo cuadro del cielo estelar: la traslación relativa de las estrellas en el transcurso de varios miles de años es muy pequeña y, por lo tanto, las constelaciones conservaron sus contornos. Muchas constelaciones recibieron sus nombres en los tiempos muy remotos. Estrictamente hablando, las constelaciones no son sino 88 sectores aislados que abarcan toda la esfera celeste y cuyos límites han sido fijados por la Unión Astronómica Internacional en los años 1922–1930. Históricamente, las constelaciones están relacionadas con grupos de estrellas visibles a simple vista, y sus nombres, a todas luces, corresponden a las figuras que pueden obtenerse al unirlas

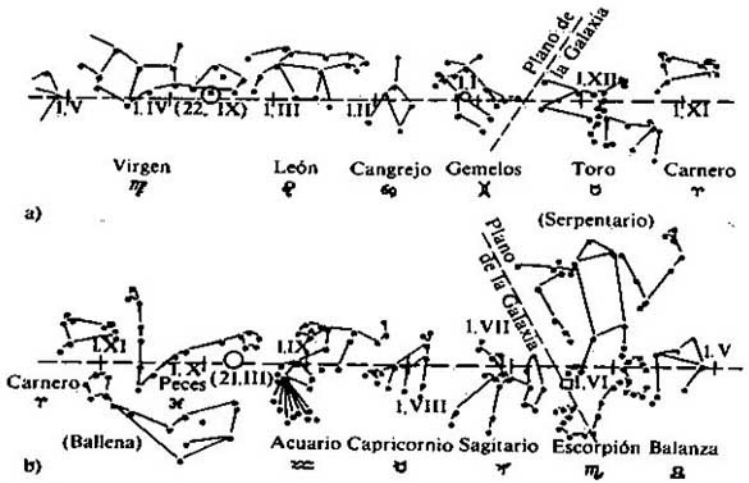


FIG. 1. a) Esquema de las constelaciones zodiacales. La recta horizontal de trazos es la ecliptica. En ella están marcados el punto del equinoccio de otoño ♎ y la dirección hacia el perihelio de la Tierra ⊕. b) Esquema de las constelaciones zodiacales (continuación). ♈ es el punto del equinoccio de primavera; □, dirección hacia el centro de la Galaxia.

mentalmente. Ignoramos los dibujos que concebían los antiguos astrónomos. En las figs. 1 y 2 se representa el modo de unir las estrellas mediante segmentos que ha propuesto hace poco el astrónomo norteamericano H. A. Rey. Sin embargo, al observar las constelaciones del León y el Acuario desearíamos creer que Rey tan sólo repitió las figuras imaginadas por nuestros antepasados, aquellos hombres que dieron nombres a las constelaciones. Dichas denominaciones llegaron a nosotros desde los griegos, pero éstos tomaron por base la división del cielo estelar en constelaciones, hecha en la Antigua Babilonia. Es interesante que en la Antigua China la agrupación de las estrellas en constelaciones era completamente distinta.

En la fig. 1, a lo largo de la recta de trazos, se disponen 12 constelaciones que llevan el nombre de zodiacales. Estas son: Carnero (♈), Toro (♉), Gemelos (♊), Cangrejo (♋), León (♌), Virgen (♍), Balanza (♎), Escorpión (♏), Sagitario (♐), Capricornio (♑), Acuario (♒), Peces (♓). Entre paréntesis se indican los signos astronómicos

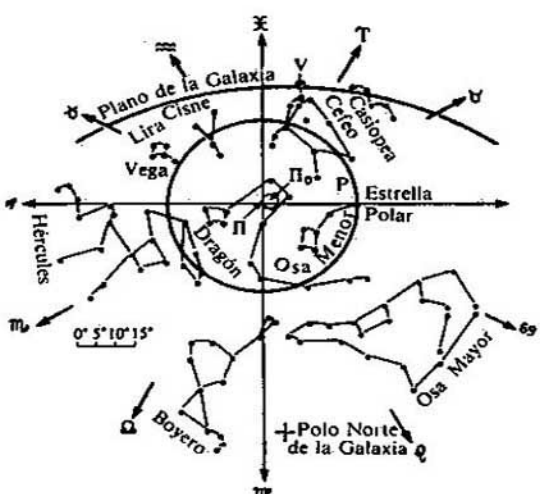


FIG. 2. Esquema de las constelaciones del Hemisferio boreal. P, dirección hacia el polo del mundo, circunferencia grande es su trayectoria; Π, polo de la eclíptica, la circunferencia pequeña es su trayectoria; Π_0, dirección del momento del sistema Solar; V, dirección de la velocidad del sistema Solar en la Galaxia; +, polo norte de la Galaxia.

inventados en la Antigüedad para la designación abreviada de estas constelaciones. Zodiaco es una palabra griega que significa "animal", aunque entre los nombres de sus constelaciones figuran no sólo animales. Las figs. 1,*a* y 1,*b* son desarrollos planos de una parte del cielo estelar. La recta de trazos en estas figuras representa el círculo máximo de la esfera celeste y está cerrada, mientras que las constelaciones zodiacales son cíclicas: después de las Peces vuelve a aparecer el Carnero (Aries). Este círculo máximo de la esfera celeste se denomina eclíptica. La eclíptica es el movimiento anual del Sol entre las estrellas, observado desde la Tierra. La luz solar dispersa en la atmósfera nos impide ver las estrellas en presencia de nuestro Astro. Sin embargo, incluso los antiguos babilonios comprendían que las estrellas no desaparecían durante el día y sabían determinar en qué constelación se encontraba el Sol en un momento dado.

En la fig. 1, además de las constelaciones zodiacales se representan dos más: la del Ofiuco (Serpentario) y la de la Ballena. La primera se encuentra en la eclíptica, sin embargo, los antiguos no la incluyeron en el Zodiaco, tal vez, debido a su aspecto terrífico y para que el número de constelaciones zodiacales fuese más "afortunado". En cuanto a la constelación de la Ballena, el autor la incluye porque en la forma que le ha dado Rey ésta parece muy simpática.

Necesitaremos también para la orientación las constelaciones del hemisferio boreal; éstas se muestran en la fig. 2. El centro de dicha figura, el punto II, con respecto a la eclíptica se halla dispuesto de la misma manera que el polo norte de la Tierra con respecto al ecuador, y las direcciones hacia las constelaciones zodiacales se muestran con flechas. Nótese que la Estrella Polar no se encuentra en el centro de la figura, sino cerca del punto *P*.

Los astrónomos saben determinar las distancias hasta las estrellas. Resulta que solamente raras veces las estrellas situadas cerca en la constelación, en efecto se hallan cerca unas de otras. En la mayoría de los casos las estrellas "vecinas" se encuentran respecto a nosotros a distancias completamente distintas y sólo coinciden visualmente.

Las distancias hasta las estrellas son muy grandes. Por ejemplo, una de las estrellas más cercanas a nosotros, Vega, de la constelación de la Lira, se encuentra a la distancia de $2{,}5 \cdot 10^{17}$ m, o sea, un millón y medio de veces más lejos que el Sol. La luz de Vega llega a nosotros dentro de 26,5 años. Precisamente estas distancias colosales explican el hecho de que la disposición de las estrellas en las constelaciones prácticamente es invariable. Pero en realidad las estrellas se trasladan unas respecto a otras. Se pueden medir sus velocidades. Resulta que el valor característico de las velocidades de las estrellas constituye 100 km/s. Al parecer, no es poco. Sin embargo, apreciemos dentro de

cuánto tiempo una estrella que se mueve con tal velocidad perpendicularmente a la dirección hacia la estrella, pero situada muy cerca, digamos, como Vega, se desplazará respecto a otras estrellas, lejanas, por ejemplo, en 1 grado. Este tiempo es igual a

$$t = \frac{1^\circ}{180^\circ}\pi\frac{2{,}5\cdot 10^{17}\ \text{m}}{10^5\ \text{m/s}} \approx 4\cdot 10^{10}\ \text{s} \simeq 1400\ \text{años}$$

Por cierto, existen estrellas que se trasladan por la esfera celeste aún más rápidamente que a un grado en mil quinientos años, pero éstas son contadas. La mayoría cambia su posición con mucha más lentitud, pues están dispuestas más lejos que Vega. Precisamente a raíz de ello, en la Antigüedad, el aspecto de las constelaciones era casi el mismo que hoy día. Desde luego, cabe señalar que el aspecto puede cambiar no sólo debido a la traslación de las estrellas, sino también a consecuencia de las variaciones en la luminosidad de algunas de ellas. Por ejemplo, es sabido que las antiguas crónicas chinas hacían mención de Betelgeuze como de una estrella amarilla, mientras que ahora es roja. Entre tanto, basta con que una de las estrellas de una constelación, que se ve a simple vista, se vuelva imperceptible, para que la figura de dicha constelación cambie bruscamente. ¿No es ésta, acaso, la razón de que nos parecen extrañas las denominaciones de algunas constelaciones? Lamentablemente, por ahora no tenemos todavía la posibilidad de calcular, a ciencia cierta, la evolución en el pasado de un gran número de estrellas, restableciendo su luminosidad en los tiempos remotos.

Como ya hemos dicho, las estrellas se disponen en la bóveda celeste concentrándose cerca de la Vía Láctea. Con un telescopio bastante potente se ve que la propia Vía Láctea también está integrada por estrellas aisladas. Pero las mismas se proyectan tan densamente sobre el firmamento que a simple vista parecen como una nube luminosa continua. Al observar desde la Tierra se ve que la Vía Láctea se extiende a través de todo el cielo, de horizonte a horizonte. Pero, desde el punto de vista de un cosmonauta que abarca el cielo estelar en su totalidad, la Vía Láctea permanece cerrada, presentándose como un cinturón estelar que nos rodea. Los antiguos griegos lo habían adivinado de algún modo, pues eran los únicos entre los demás pueblos quienes dieron a la Vía Láctea el nombre de círculo (kyklos galaktikos).

Y nosotros utilizamos la palabra Galaxia para designar todo el sistema de estrellas dentro del cual se sitúan nuestro Sol y la Tierra. En este caso no se trata de un círculo en la esfera celeste, sino de una agrupación tridimensional real de estrellas. Estudiamos la Galaxia

desde su interior. En cambio, si la representamos en su conjunto, tal como la vería un observador de fuera, resulta que la misma presenta una forma bastante extraña. Tiene el aspecto de una hojuela circular plana con engrosamiento en el centro. Del centro en el plano de la Galaxia parten unos "brazos" espirales donde la densidad de las estrellas es relativamente más alta. La Galaxia no tiene un límite nítido.

En el centro de la Galaxia, en su núcleo, la densidad de las estrellas es máxima. Por desgracia, el estudio del núcleo presenta dificultades, pues lo oculta de nosotros la materia interestelar que absorbe la luz. En este sitio – entre las constelaciones del Sagitario y el Escorpión – la Vía Láctea parece como si se desdoblase, dejando en medio una faja oscura. Del centro de la Galaxia llega hasta nosotros la emisión radioeléctrica, así como la radiación de ondas cortas, o sea, de rayos X. También se logró estudiar la estructura del núcleo galáctico en la luz infrarroja.

Las figs. 1 y 2 ilustran la disposición del plano galáctico, la dirección hacia el centro de la Galaxia y el polo norte galáctico. El Sol en la Galaxia está situado cerca del centro del disco galáctico. Si no fuese así, la Vía Láctea no tendría aspecto de cinturón y no se ubicaría a lo largo del círculo máximo de la esfera celeste, sino aparecería como una mancha brillante ocupando un extenso sector del cielo estelar. La distancia que separa el Sol del centro de la Galaxia es $a_{\odot} \simeq 3 \cdot 10^{20}$ m, aproximadamente y supera dos mil millones de veces la distancia desde la Tierra al Sol, $a_{\oplus} = 1{,}5 \cdot 10^{11}$ m.

Las estrellas de la Galaxia giran alrededor de su núcleo en correspondencia con la ley de la gravitación universal. En la fig. 2 el punto V designa la proyección del vector de velocidad galáctica del Sol; dicho vector se encuentra en el plano de la Galaxia. Este hecho significa que nuestro Lucero siempre se hallaba en el plano galáctico. Por su magnitud, la velocidad del movimiento orbital del sistema solar es $v_{\odot} \simeq 250$ km/s. El período de nuestra revolución alrededor del centro de la Galaxia puede evaluarse como $2\pi a_{\odot}/v_{\odot} \simeq 7 \cdot 10^{15}$ s, es decir, doscientos millones y pico de años.

La ley de la gravitación universal da la posibilidad de determinar aquella parte de la masa de la Galaxia que se encuentra dentro de la órbita del Sol. La masa total de la Galaxia resulta próxima a esta evaluación según el orden de la magnitud:

$$m_{\text{Gal}} \sim \frac{v_{\odot}^2 a_{\odot}}{G} \sim 3 \cdot 10^{41} \text{ kg}.$$

Con la letra G se designa la constante gravitacional $6{,}67 \times 10^{-11}$ m^3/(kg·s^2). La masa de la Galaxia constituye más de 10^{11} masas del Sol. Precisamente alrededor de tal número de estrellas entra en la Galaxia.

2. ESCALA COSMOLÓGICA DEL TIEMPO

Cuanto más alejado de nosotros se encuentre el objeto cósmico, tanto más débil, como es natural, será su influencia. Sin embargo, la pequeñez de un influjo en comparación con otro no da aún motivo para que pueda despreciarse incondicionalmente una perturbación débil. Aclarémoslo con un ejemplo.

La mayor fuerza que actúa sobre la Tierra es la atracción gravitacional del Sol. En comparación con ésta, la fuerza de atracción hacia el centro de la Galaxia es infinitamente pequeña: $(a_\oplus/a_\odot)^2 m_{Gal}/m_\odot \sim 3 \cdot 10^{-11}$. ¿Se puede prescindir de ella? La respuesta depende del intervalo de tiempo en el transcurso del cual nos interesa el movimiento. Si se trata de años, o sea, de varias revoluciones de la Tierra alrededor del Sol, entonces sí, por supuesto, el influjo de la atracción de la Galaxia puede despreciarse. Mas si se tienen en cuenta centenares de millones de años, lo que es comparable con el período de revolución por la órbita galáctica, en este caso precisamente la pequeña, pero constante fuerza de atracción de la Galaxia, se convierte en fuerza principal que determina la trayectoria de la Tierra. Y la atracción del Sol conduce tan sólo a pequeñas oscilaciones de la trayectoria de la Tierra en torno a la órbita galáctica del Sol: aquí cabe señalar que la velocidad del movimiento galáctico es casi diez veces mayor que la de la Tierra respecto al Sol.

Para estudiar las influencias cósmicas sobre nuestro planeta es suficiente, claro está, limitarse al movimiento de la Tierra en el sistema solar y al del Sol en la Galaxia. Sin embargo, la escala de tiempo que necesitaremos es mayor que el período de revolución por la órbita galáctica. Por esta razón hablaremos más detalladamente sobre los intervalos máximos de tiempo, es decir, sobre el tiempo cosmológico. Con esta finalidad, primeramente tendremos que volver a la descripción del espacio que nos rodea, saliendo fuera de los límites de la Galaxia.

Además de la Galaxia existe un sinnúmero de iguales sistemas estelares enormes, parecidos y no parecidos al nuestro. Estos se denominan galaxias (con letra minúscula). Las galaxias más próximas – la Gran Nube de Magallanes y la Pequeña Nube de Magallanes – son vistas por los habitantes del hemisferio austral de la Tierra. Están alejadas de nosotros a una distancia de $1{,}6 \cdot 10^{21}$ m y sus dimensiones son de $2 \cdot 10^{20}$ m. Las Nubes de Magallanes tienen forma irregular y por su masa ceden mucho a nuestra Galaxia. Se hallan relacionadas con ésta gravitacionalmente, es decir, son sus satélites.

Con los grandes telescopios puede distinguirse un número colosal de galaxias, del orden de 10^{11}, alejadas a enormes distancias que

alcanzan 10^{26} m. Las galaxias están distribuidas irregularmente en el espacio y la mayoría de ellas se encuentran agrupadas en acumulaciones de galaxias. A su vez, las acumulaciones acusan la tendencia a unirse en superacumulaciones. No obstante, en las escalas más grandes el Universo se presenta lleno de materia bastante uniformemente, incluso el número de superacumulaciones en la parte visible del mismo es relativamente grande.

A principios de los años 30, el astrónomo norteamericano E. Hubble demostró, por medio de observaciones, que las velocidades de las galaxias alejadas están dirigidas en contra de nosotros. Más aún, cuanto más distante se encuentre la galaxia, con tanta mayor velocidad se alejará. Las velocidades de las galaxias son proporcionales a las distancias hasta ellas: tal enunciado lleva el nombre de ley de Hubble. Es difícil hallar el valor exacto del coeficiente de proporcionalidad, ya que la escala de distancias en el Universo diverge demasiado respecto a nuestros patrones terrestres de longitud. La magnitud de la constante de Hubble H se halla dentro de los límites de 50 a 100 km/(s·Mps). Esta indica cuánto crece la velocidad de fuga de las galaxias al alejarse a cada megaparsec. Un parsec, unidad astronómica de longitud, es igual a la distancia desde la cual el radio de la órbita terrestre se ve bajo el ángulo de 1″. Es fácil calcular que un megaparsec es igual a $3{,}086 \cdot 10^{22}$ m. Convirtamos la constante de Hubble, de unidades astronómicas a unidades físicas, simplificando la dimensión de longitud. Entonces $H \sim 3 \cdot 10^{-18}\ \mathrm{s}^{-1}$.

El cuadro del Universo en expansión representa algo así como si al principio todo el mundo hubiera sido comprimido en un punto y luego explotase y estuviera dispersándose en todas las direcciones. Cuanto más velozmente fue expulsada la materia, tanto a mayor distancia ella ha podido alejarse. Las más distantes de las galaxias descubiertas se alejan con una velocidad comparable con la de la luz. En adelante veremos que no existe analogía absoluta entre una explosión común y la expansión del Universo. Sin embargo, es completamente lícita la pregunta: ¿cuánto tiempo ha transcurrido desde el momento de esta Gran explosión?

Para contestar a tal pregunta, además de la ley de Hubble es necesario saber cómo la atracción gravitacional de todo el Universo retarda el alejamiento. De este problema, así como de otros que atañen a nuestro mundo en su conjunto, se ocupa la ciencia llamada cosmología. En la primera aproximación más general, despreciando la gravitación no es difícil valorar la edad del Universo. Al considerar que las galaxias se alejan unas de otras a velocidades independientes del tiempo, obtendremos:

$$t_0 \sim H^{-1} \sim 3 \cdot 10^{17}\ \mathrm{s} \sim 10^{10}\ \text{años}.$$

Cálculos más exactos demuestran que la edad del Universo se encuentra entre los límites de 14 a 20 mil millones de años. El tiempo calculado desde el momento del comienzo de la expansión se denomina cosmológico.

Conmueve la imaginación el hecho de que este cuadro no trivial del mundo en expansión fue presagiado teóricamente todavía antes de ser descubierto por las observaciones. En 1922 el científico soviético A.A. Fridman demostró que la mayoría de las soluciones de las ecuaciones de A. Einstein para el Universo en su totalidad son no estacionarias y dependen del tiempo, y que la expansión del Universo es el corolario más natural de las ecuaciones de la gravitación. En el curso de su corta vida (1888–1925) Fridman realizó una serie de investigaciones interesantísimas en el campo de las matemáticas y la teoría de la atmósfera de la Tierra. El científico finaliza su obra "Acerca de la curvatura del espacio", publicada antes de descubrir el alejamiento de las galaxias y la primera determinación de la constante de Hubble, con las siguientes palabras: "Considerando M igual a la masa de $5 \cdot 10^{21}$ de nuestros Soles, tendremos para el período del mundo una magnitud del orden de diez mil millones de años". Aquí, por magnitud M se entiende la masa del Universo visible. ¡La ciencia no conoce muchos ejemplos de clarividencia tan profunda!

También existen relojes para medir intervalos de tiempo de miles de millones de años. Tales posibilidades las ofrecen los métodos de radioisótopos. Los mismos se basan en el hecho de que algunos isótopos de los elementos químicos no son estables, sino que se desintegran espontáneamente. En este caso los isótopos se transforman de unos en otros. Mas siempre e independientemente de las condiciones externas el número de átomos radiactivos y la masa del isótopo disminuyen con el tiempo según la ley

$$m(t) = m(0)2^{-t/T_{0,5}}.$$

Aquí $m(0)$ es la masa inicial del isótopo, y $T_{0,5}$, el período de semidesintegración, magnitud constante y estrictamente individual para cada isótopo, o sea, el tiempo en que se desintegra la mitad de su cantidad inicial.

Los períodos de semidesintegración para distintos isótopos son totalmente diferentes. Los núcleos de vida corta de los átomos se desintegran en millonésimas de segundo; hay isótopos cuyo $T_{0,5}$ es igual a varios segundos, y también los hay con $T_{0,5}$ igual a minutos, días, años. Se conocen más de mil isótopos de los elementos de la tabla de Mendeléiev. Entre ellos 278 son estables o tienen períodos de semidesintegración que superan considerablemente la edad del Universo. La distribución de los períodos de semidesintegración de

los demás isótopos se representa en la fig. 3. En ésta se ve que la mayor parte de los isótopos inestables tiene tiempos de vida característicos desde un minuto hasta una semana, pero, además, no son pocos los isótopos "longevos". Estos últimos se utilizan, precisamente, para marcar la fecha con métodos radiactivos.

En las reacciones nucleares que se desarrollan en las zonas centrales de las estrellas se forman diferentes isótopos de los elementos químicos. Trabaremos conocimiento con algunos de estos procesos en el ejemplo de nuestra estrella, el Sol. Otra oportunidad para que se formen isótopos inestables son las reacciones nucleares en las altas capas de la atmósfera, por acción de las partículas rápidas de los rayos cósmicos. Por ejemplo, de este modo, precisamente, la atmósfera terrestre se enriquece de dióxido de carbono con el isótopo ^{14}C. Su período de semidesintegración es de 5570 años. Al medir el contenido de ^{14}C en la madera se puede fijar la época en que creció el árbol y establecer la fecha en que fueron sintetizados los compuestos orgánicos a partir del ácido carbónico de la atmósfera.

En la corteza terrestre ya no se conservan isótopos con períodos de semidesintegración de 10^5 a 10^7 años de origen estelar. Tales isótopos comenzaron a surgir en la Tierra tan sólo después del año 1945, como resultado de las explosiones nucleares y las reacciones nucleares controladas.

Por último, varios isótopos tienen períodos de semidesintegración comparables con la edad del Universo. Estos son dos isótopos de

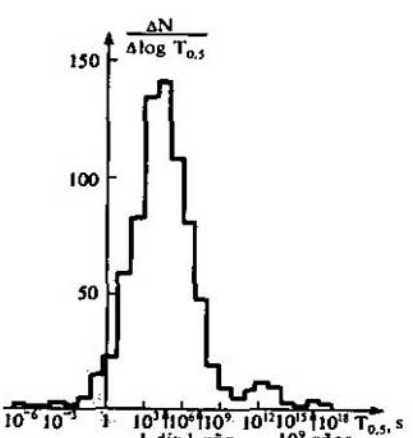


FIG. 3. Distribución de los períodos de semidesintegración de los isótopos.

uranio ^{235}U y ^{238}U, de torio ^{232}Th, de potasio ^{40}K y de estroncio ^{87}Sr. Son testigos de aquellos tiempos en que tuvo lugar la formación del sistema solar. Por la concentración relativa de los mismos, así como de los productos de su desintegración, se puede establecer la edad de las muestras más antiguas, originarias, de las rocas, o sea, el tiempo que transcurrió desde el momento de la última solidificación. Las investigaciones de las rocas terrestres y lunares, así como de la sustancia meteorítica, demuestran que en la parte del Sistema Solar que nos rodea no existe sustancia alguna que tenga más de 4,6 mil millones de años. Por esta razón se considera que el sistema solar se ha formado cerca de 5 mil millones de años atrás.

Es interesante que la edad del sistema solar, hallada por los métodos de isótopos radiactivos, no contradice la edad del Universo determinada por el alejamiento de las galaxias, pero es menor que ésta y del mismo orden de magnitud.

En la novela de Dostoievski "Los hermanos Karamázov", Smierdiakov pregunta a Grigori, sirviente de Karamázov:

– La luz la creó Dios el primer día, y el Sol, la Luna y las estrellas el cuarto. Pues siendo así, ¿de dónde podía venir la luz al mundo el primer día?

Por eso fue golpeado.

3. LA LUZ DE LA GRAN EXPLOSIÓN

¿Brillaba la luz antes de la formación de las galaxias y las estrellas? Sí. La Gran Explosión, cuyos rastros se revelan por el alejamiento de las galaxias, calentó la materia del Universo hasta temperaturas sumamente altas. Durante la expansión esta temperatura descendía y también experimentaba variaciones la radiación que llenaba uniformemente el Universo. Sin embargo, dicha luz originaria también existe hoy: invisible para el ojo, es registrada por los radiotelescopios.

Sea como sea, antes de referirnos con más detalle a esa luz prístina, hay que dar a conocer al lector las leyes de la radiación térmica*). Seguramente el lector se habrá fijado en el hecho de que cuanto mayor es el grado de incandescencia de un cuerpo caliente, tanto más intenso es su brillo. Con el aumento de la temperatura se intensifica el movimiento térmico caótico de las moléculas y se acrecienta la

*) El lector puede recibir conocimientos más detallados sobre la física de la radiación térmica, por ejemplo, en el libro de A. Ya. Smorodinski "Temperatura" (Editorial Mir, Moscú, en español).

frecuencia de sus colisiones. Resulta que tales fenómenos van acompañados, además, de la intensificación del campo electromagnético caótico que precisamente recibió el nombre de luz natural.

Si la radiación del cuerpo interacciona bastante tiempo con el medio caliente, dicho cuerpo adquiere equilibrio térmico. En este caso sus propiedades se determinan tan sólo por la temperatura del medio. Tal radiación se denomina radiación del cuerpo negro. ¿Por qué negro? Porque para alcanzar el equilibrio térmico debe absorber bien la luz incidente, con la particularidad de que en este caso la energía absorbida es compensada por la radiación térmica. Y los cuerpos que absorben casi por completo la luz del intervalo visible parecen negros.

Luis Boltzmann, eminente físico austríaco del siglo pasado, estableció la ley de la radiación térmica: la densidad del flujo de energía luminosa del cuerpo negro es proporcional a la cuarta potencia de la temperatura,

$$S = \sigma T^4.$$

La densidad del flujo S, que también lleva el nombre de intensidad de radiación, es la energía irradiada por la unidad de área del cuerpo en unidad de tiempo. Debido a ello, el coeficiente de proporcionalidad σ, o sea, la constante de Stefan–Boltzmann, tiene la dimensión $J/(m^2 \cdot K^4)$. En 1900, el físico alemán Max Planck demostró la naturaleza cuántica de la radiación térmica, después de lo cual resultó posible expresar la constante de Stefan–Boltzmann por medio de las constantes fundamentales: la velocidad de la luz c, la constante de Planck $\hbar = 1{,}054 \cdot 10^{-34}$ kg·m²/s y la constante de Boltzmann $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ J/K:

$$\sigma = \frac{\pi^2}{60} \frac{k^4}{\hbar^3 c^2} = 5{,}67 \cdot 10^{-8} \text{ kg}/(\text{s}^3 \cdot \text{K}^4).$$

Max Planck dedicó sus estudios a la explicación del espectro de la radiación térmica. El espectro es la distribución de la intensidad de la luz según las frecuencias, es decir, la función de la frecuencia de la luz ω (relacionada con la longitud de onda $\lambda = 2\pi c/\omega$) que muestra qué parte de energía corresponde al intervalo de frecuencias $d\omega$*). Planck

*) Está claro que en vez de la diferencial se podría escribir el intervalo pequeño de frecuencias $\Delta\omega$ que es más acostumbrado. La diferencial debe percibirse, precisamente, como un incremento pequeño, tan pequeño que tanto la variable ω, en el caso dado, como la función, prácticamente no cambian.

fue el primero en introducir el concepto de cuantos de luz, fotones, y, basándose en esta nueva idea física, explicó teóricamente los espectros observados del cuerpo negro:

$$\frac{dS}{d\omega} = \frac{\hbar}{4\pi^2 c^2} \frac{\omega^3}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}.$$

En el primer miembro se encuentra la intensidad de radiación de frecuencia ω referida al intervalo espectral $d\omega$. Su dimensión es $J/(m^2 \cdot s \cdot s^{-1})$. Aunque, por supuesto, los segundos en la dimensión se pueden simplificar, esta última, escrita de tal forma, refleja más plenamente la esencia física de la magnitud $\frac{dS}{d\omega}$. En el denominador del segundo miembro entra la potencia del número $e = 2{,}718...$, de la base de los logaritmos naturales. El máximo del espectro térmico corresponde a la frecuencia $\omega_m = 2{,}82kT/\hbar$. Si representamos en forma gráfica el espectro de radiación $\frac{dS}{d\omega}$ en función de la frecuencia, el área bajo la curva dará exactamente la magnitud boltzmanniana de la intensidad σT^4. De este modo, tanto la intensidad de la radiación térmica en equilibrio, como la frecuencia del máximo de su espectro y toda la dependencia espectral dependen tan sólo de un parámetro: de la temperatura.

En la fig. 4 está construido el espectro de radiación de un cuerpo negro a la temperatura de 3 K. Resulta que en la actualidad tal es, precisamente, la temperatura de la radiación térmica del Universo.

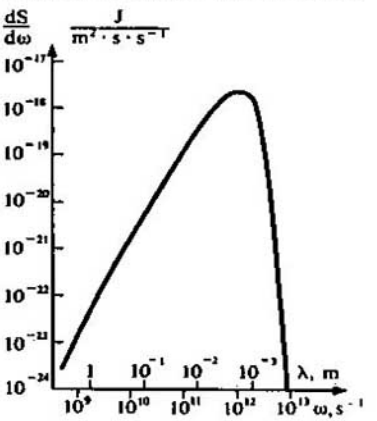


FIG. 4. Espectro de radiación térmica (negra) del Universo con temperatura de 3 K.

Esta radiación es, justamente, el testimonio –que ha llegado hasta nosotros– de las altas temperaturas existentes al principio de la expansión del mundo. Por esta causa en algunos idiomas se denomina radiación relicta, es decir, que quedó del pasado muy lejano. La existencia de tal radiación en el Universo había sido vaticinada en 1946 por Gueorgui Gamow, físico teórico norteamericano nacido en Rusia. El científico evaluó la temperatura actual del Universo en 10 K, es decir, la diferencia respecto a la temperatura real es muy pequeña.

En la fig. 4 se ve que el máximo de la curva espectral de la radiación negra del espacio recae sobre la longitud de onda de varios milímetros. Semejante radiación electromagnética corresponde al intervalo de ondas radioeléctricas y, por supuesto, no se registra a simple vista. La radiación negra del Universo, de tres grados de temperatura, ha sido descubierta por los radioastrónomos norteamericanos A. Penzias y R. Wilson en 1965.

Surge una pregunta natural: ¿por qué la temperatura de la Gran Explosión medida hoy día es tan baja? Pues sólo el helio a 3 K puede pasar a estado líquido, por eso las temperaturas tan bajas se llaman temperaturas de helio. En cierta manera, esta temperatura ni siquiera se asocia con la idea de explosión. Figurémonos un radiotelescopio que capta la radiación negra. ¿De dónde llega hasta nosotros tal radiación? ¿Cuánto tiempo hace que había sido emitida? ¿Qué superficie la emitiera y qué sustancia?

Otra serie de preguntas surge en relación con el hecho de que la radiación térmica del Universo es igual por todos los lados. Cualquiera que sea el sector del firmamento al que está dirigido el radiotelescopio, éste captará la radiación de una misma temperatura, encontrándose la diferencia dentro de los límites de milésimas partes. E incluso esas pequeñas divergencias, como veremos más adelante, tienen su explicación.

Procuremos contestar a todas estas preguntas de forma cualitativa, ya que para su interpretación cuantitativa se necesitaría la introducción más estricta de los conceptos cosmológicos. Fíjense en la fig. 5. En el punto A se representan, de manera convencional, la Tierra y el radiotelescopio que capta la radiación negra. El lector ya sabe que el momento actual del tiempo cosmológico es $t_0 \sim 10^{10}$ años. Si hoy recibimos la radiación emitida en el momento t_1, esto significa que dicha radiación recorrió el camino $c(t_0 - t_1)$. La velocidad de la luz c es la máxima velocidad de transmisión de cualquier información. Está claro que, de principio, no podemos obtener ningunos datos a partir de distancias mayores que ct_0. Representemos en forma de un arco continuo la parte de la esfera de este radio. De principio,

podríamos ver los puntos dentro de ella en la región rayada. Sin embargo, la luz emitida en esta zona se absorbe intensamente. Esto se debe al hecho de que, para tiempos cosmológicos pequeños, la densidad y la temperatura de la sustancia son grandes y ésta se encuentra en estado de plasma y no es transparente para la luz.

La recombinación del plasma cósmico, es decir, la unión de los electrones con los iones formándose átomos neutros, tuvo lugar cuando la temperatura del Universo era igual a 3000 K, aproximadamente. El momento de recombinación t_1 estaba separado del principio de la expansión tan sólo por 1 millón y medio de años. Precisamente en aquella época la materia del Universo se transformó de negra, intensamente absorbedora de la luz, en transparente. Al momento de recombinación le corresponde la esfera de radio $c(t_0 - t_1)$ que en la fig. 5 se muestra con una línea de trazos. El radiotelescopio capta precisamente la radiación de dicha superficie. Pero, ¿cuál es la razón de que no vemos un firmamento calentado al blanco, hasta tres mil grados, sino registramos una temperatura mil veces menor?

Acuérdense que el Universo se ensancha. La superficie de recombinación se halla relativamente cerca de la esfera límite de radio ct_0. A raíz de ello se aleja de nosotros con una velocidad muy próxima a la de la luz. Ustedes conocen el efecto Doppler: si la fuente de ondas se traslada respecto al receptor de la emisión, la frecuencia captada se diferencia de la emitida. El Universo se ensancha y por eso la radiación de las galaxias que se alejan la percibimos desplazada hacia el rojo, o sea, hacia las ondas más largas. A su vez, la superficie que emite la luz relicta se aleja muy rápidamente, con una velocidad inferior sólo a la de la luz. Debido a ello, todas las frecuencias de radiación térmica a 3000 K de la referida superficie disminuyen mil veces. La temperatura observada también disminuye ese mismo

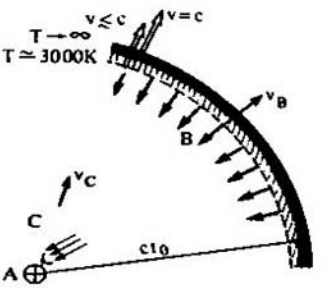


FIG. 5. Esquema de expansión del Universo y de propagación de la radiación negra del espacio.

número de veces, de modo que los radiotelescopios "ven" la radiación precisamente a 3 K.

Lo más difícil de comprender en la estructura del Universo es el concepto de equivalencia de todos sus puntos: el Universo es uniforme. Al examinar la fig. 5 se puede llegar a la errónea conclusión de que nos encontramos en el centro del mundo. Sin embargo, la esfera límite de radio ct_0 no es, ni mucho menos, el límite del Universo, ésta es tan sólo la esfera—que se expande—de nuestra información sobre el mundo. Por ejemplo, para el observador que se halla en la galaxia *C*, la esfera límite será otra. Para mostrar cómo se pone de manifiesto la homogeneidad del Universo, volveremos a hablar sobre su evolución, eligiendo el origen de coordenadas en uno de los puntos desde donde hoy día llega hasta nosotros la radiación negra (relicta), a saber, el punto *B*. Representemos consecuentemente una parte del Universo en diferentes momentos del tiempo cosmológico, en aquellas etapas de su expansión en que varía de forma esencial su estructura o la composición.

Empecemos en este caso (fig. 6, *a*) por el momento separado tan sólo varios segundos del comienzo de la Gran Explosión, teniendo presente, además, que la temperatura por el orden de magnitud constituye 10^{10} K. En este momento el Universo no es transparente y la radiación de temperatura alta que parte del punto *B* es absorbida a una distancia muy pequeña de ésta. Se sobreentiende que la radiación la emite cada punto, incluyendo también el punto *A* en el cual más tarde se formará nuestra Galaxia. El punto *A* se aleja del punto *B* debido a la expansión. Esta etapa de la evolución del mundo es interesante por la circunstancia de que precisamente entonces, a partir de los protones y neutrones, se forman los núcleos de los isótopos de los primeros elementos: del deuterio ^{2}D, helio ^{3}He y ^{4}He y litio ^{7}Li. Los cálculos teóricos demuestran que esta síntesis primaria de los elementos proporciona de 25 a 27%, por la masa, del isótopo ^{4}He, mientras que del 73 al 75% de la materia queda en forma de protones, o sea, de núcleos de hidrógeno ^{1}H. Los lotes de los demás isótopos que se forman son muy pequeños: del deuterio, del orden de 10^{-4}; del helio-3, cerca de $3 \cdot 10^{-5}$, y del litio, de 10^{-9} a 10^{-10}. Los elementos más pesados en este momento no se forman en general; en el capítulo III relataremos cómo y cuándo aparecieron en nuestro mundo. Nuestra seguridad de que comprendemos correctamente los procesos que se operan en una etapa tan temprana se basa en que la composición del Universo, según las observaciones, en las etapas más avanzadas de expansión es tal y no otra.

La fig. 6, *b* representa el Universo en el momento de recombinación del hidrógeno a la temperatura de 3000 K. (La

recombinación del helio tuvo lugar un poco antes, cuando la temperatura había sido dos veces mayor.) La luz la dispersan y absorben principalmente los electrones no combinados en los átomos neutros. En este instante, cerca de la mitad de todos los electrones se encuentra todavía libre, pero, al bajar la temperatura, la parte correspondiente a los electrones libres disminuirá bruscamente y el Universo se torna transparente.

La fig. 6, *c* ilustra el momento intermedio, cuando la radiación que parte del punto *B* no ha alcanzado todavía el punto *A*. Sin embargo, allí llega la luz desde los puntos más cercanos. Físicamente, esta etapa de expansión se destaca por el hecho de que bajo la acción de la atracción gravitacional se altera la absoluta homogeneidad inicial de distribución de la materia, y en el Universo se forman las agrupaciones de galaxias y las propias galaxias. En esta etapa de evolución del Universo la temperatura de la radiación negra es de 15 a 20 K.

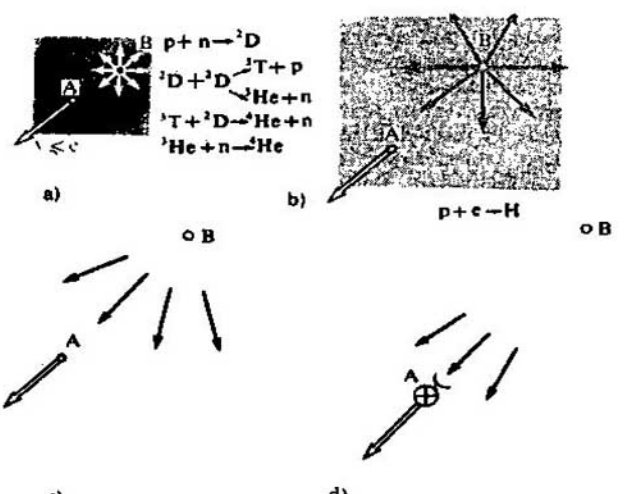


FIG. 6. Propagación de la radiación negra del espacio: a) en el momento de la síntesis cosmológica de los elementos, $t \simeq 1$ s; b) en el momento de recombinación, $t \simeq 10^6$ años, $T \simeq 3000$ K; c) en la etapa de formación de las galaxias, $t \simeq 10^9$ años, $T \simeq 15 \div 20$ K; d) estado contemporáneo, $t \simeq 10^{10}$ años, $T \simeq 3$ K.

Por fin, la fig. 6, *d* muestra el momento actual. El radiotelescopio capta la radiación negra que llegó hasta nosotros del punto *B*. Como ya hemos señalado, estamos alejándonos de éste con una velocidad próxima a la de la luz, y en virtud del efecto Doppler vemos el espectro de radiación del Universo no a 3000 K, sino a 3 K.

Y ahora imagínense el siguiente experimento mental. Instalemos el radiotelescopio en una nave cósmica y aceleremos dicha nave hasta una velocidad considerable. ¿Seguirá la radiación negra siendo isótropa como antes, o sea, igual por todos los lados de la nave cósmica? No. No, porque ahora su movimiento origina una dirección seleccionada en el gas fotónico que llena el Universo. Debido a esta circunstancia la radiación negra se percibirá con diferente corrimiento de Doppler, en dependencia de cómo estará orientado el radiotelescopio con respecto al rumbo de la nave. Esto significa que se puede medir la velocidad de la nave basándose en la dependencia de la temperatura de la radiación negra respecto a la dirección.

Stop. ¿Acaso es indispensable disponer de una nave cósmica? Primeramente comprobemos si la propia Tierra se desplaza con respecto a la radiación negra del Universo. Efectivamente, semejante experimento fue realizado en 1979. Este demostró que la temperatura de la radiación térmica resultaba 0,1% más alta si el radiotelescopio estaba orientado hacia la constelación del León, y menor en la misma magnitud si estaba dirigido hacia la constelación del Acuario. ¿Cuál es la conclusión? El sistema solar se mueve con una velocidad de cerca de 400 km/s respecto al sistema de coordenadas donde la temperatura de la radiación negra del Universo es isótropa. Dicha velocidad lleva el nombre de velocidad absoluta del Sol.

En el apartado que sigue conoceremos detalladamente el movimiento de la Tierra por la órbita alrededor del Sol, pero, mientras tanto, utilizaremos algunos datos sobre el particular. Por casualidad resultó que el vector de la velocidad absoluta del Sol se encuentra, prácticamente, en el plano de la órbita terrestre. Por esta razón, en invierno la velocidad orbital de la Tierra se suma a la velocidad absoluta del Sol, y en verano se sustrae de ésta. Por lo tanto, las velocidades absolutas de la Tierra en verano y en invierno deben diferenciarse en 60 km/s, y las temperaturas de la radiación negra en direcciones hacia las constelaciones del León y el Acuario deben diferenciarse en 0,54 mK. La comparación de las mediciones correspondientes en diciembre de 1980 y julio de 1981 reveló una diferencia de temperaturas de esta radiación bastante próxima a la teórica. Debido a ello se ha medido no sólo

la velocidad absoluta de la Tierra, sino también sus variaciones anuales.

Por cuanto se conoce la órbita galáctica del Sol se puede hallar también la velocidad del movimiento absoluto de la Galaxia. Para hacerlo es necesario restar el vector de la velocidad orbital del Sol a partir del vector de su velocidad absoluta. La velocidad absoluta de la Galaxia resulta igual, aproximadamente, a 600 km/s. Las direcciones de estos movimientos se muestran en la fig. 7.

Las desviaciones accidentales de las velocidades de las galaxias respecto a la ley de Hubble constituyen, aproximadamente, la misma magnitud, o sea, cerca de 600 km/s. Por esta causa, la existencia de la velocidad absoluta de nuestra Galaxia no contradice la homogeneidad e isotropía del Universo, las cuales son válidas tan sólo a escala supergaláctica. En cuanto a la radiación térmica del Universo, ésta, teniendo en cuenta deriva respecto a la misma, es isótropa con un alto grado de precisión, y las desviaciones respecto a la isotropía se encuentran dentro de los límites de exactitud del experimento.

El establecimiento de la velocidad absoluta de la Tierra tiene también un aspecto esencial, de principio. En los manuales de física

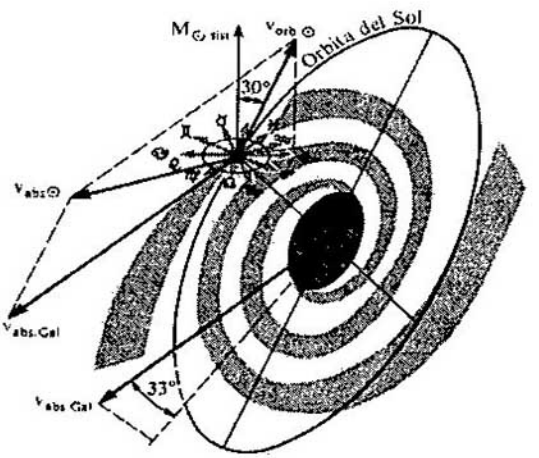


FIG. 7. Esquema de posición del sistema Solar en la Galaxia y de dirección del movimiento del Sol y la Galaxia con respecto a la radiación negra del espacio.

ustedes pueden leer la afirmación de que la velocidad es relativa. ¿No tendremos ahora que poner esta tesis en tela de juicio?

El principio de relatividad de la velocidad lo introdujo en la ciencia Galileo. La esencia de este principio consiste en que las leyes físicas son las mismas en todos los sistemas de referencia que se mueven uniforme y rectilíneamente. Claro está que Galileo tenía en cuenta tan sólo los experimentos mecánicos cuando en su obra "Dialogo sopra due massimi sistemi del mondo tolemaico e copernicano" (1632) escribió sobre los experimentos en un camarote cerrado bajo la cubierta del buque: "Siempre que su movimiento sea uniforme y no se desvíe ni por uno ni por otro lado, no descubrirá variación alguna, por más pequeña que sea, en todos los fenómenos indicados, y ninguno de éstos le permitirá juzgar si el buque se mueve o permanece inmóvil en su sitio".

El principio de Galileo, sin embargo, quedó inconmovible también para los fenómenos electromagnéticos. El experimento de Michelson en 1881 demostró la independencia de la velocidad de la luz con respecto al movimiento del sistema de referencia, rechazando con ello la teoría del éter inmóvil propuesta por Lorentz. Se entendía como éter cierto medio hipotético por el cual se propagaban oscilaciones electromagnéticas. Albert Einstein aunó las leyes de la electrodinámica y el principio de Galileo, creando la teoría de la relatividad. Una vez sucedido esto, el concepto de éter quedó exento de contenido. En memoria de las búsquedas científicas y los errores del pasado, el astrofísico norteamericano Peebles llamó nuestro desplazamiento respecto a la radiación térmica del Universo "deriva del éter nuevo". Precisamente a él le pertenece la idea del experimento del año 1979.

Fíjense ahora en que las mediciones de la velocidad absoluta de la Tierra no refutan, en modo alguno, el principio de Galileo. Es que las mismas se llevan a cabo no en un camarote cerrado, sino en toda la parte visible del Universo. La contradicción entre el principio de relatividad y la posibilidad de medición de la velocidad absoluta no surge, además, debido a que la velocidad respecto a la radiación negra es insuficiente para introducir un sistema de referencia absoluto de coordenadas espaciales. Vamos a convencernos de ello.

Al conocer la velocidad absoluta de la Galaxia $v_{abs.\ Gal.}$ podemos señalar, de principio, el punto en el Universo contemporáneo de donde llegó nuestra Galaxia, es decir, el punto donde se encontraba la materia de la Galaxia en el instante de la Gran Explosión. La dirección hacia dicho punto se halla en algún lugar de la constelación del Pegaso (por supuesto, tan sólo la

dirección y no las propias estrellas de la constelación). La distancia hasta este punto es, aproximadamente, igual a $t_0 v_{abs.Gal} \simeq \simeq 2 \cdot 10^{24}$ m. Sin embargo, carece de sentido suponer que precisamente allí se encontraba el epicentro de la Gran Explosión.

Figúrense una lejana galaxia, digamos, en el punto C de la fig. 5. Esta se aleja de nosotros a una velocidad que supera muchísimo los 600 km/s, pero al mismo tiempo puede ser inmóvil respecto a la radiación negra. Asimismo se puede considerar que precisamente a partir de este punto se dispersa en todas las direcciones el mundo. De este modo, en el Universo no existe un origen natural del sistema de referencia.

La radiación negra afecta muy poco nuestro planeta, pues su fuente está alejada y la temperatura es baja. Sería posible despreciar en general esta influencia, pero sin recurrir al relato sobre la velocidad absoluta de la Tierra, la descripción de sus movimientos hubiera sido incompleta. Y ahora retornemos de los vastos espacios del universo a los alrededores inmediatos del planeta, o sea, a nuestro sistema solar.

4. MOVIMIENTO DE LA TIERRA Y LOS PLANETAS ALREDEDOR DEL SOL

Para la exposición ulterior no serán esenciales el movimiento orbital en la Galaxia ni, tanto más, la deriva del éter nuevo. Por esta razón es conveniente elegir el origen del sistema de referencia en el centro de masas de nuestro sistema solar. Por cuanto dicha masa está concentrada en un 99,87% en el propio Sol, el referido origen de coordenadas coincide, prácticamente, con el centro del Sol.

Alrededor del Sol giran nueve planetas grandes (Mercurio, Venus, la Tierra, Marte, Júpiter, Saturno, Urano, Neptuno y Plutón) y una multitud de cuerpos celestes pequeños. Es notorio que los planos de las órbitas de todos los planetas, a excepción de Plutón, casi coinciden. Como es natural, para nosotros el más importante es el plano de la órbita de la Tierra. Como ya sabemos, la eclíptica es la proyección sobre la esfera celeste del plano de la órbita terrestre. La mayor parte de los acontecimientos observados en el sistema solar ocurren cerca de la eclíptica*), sobre el "fondo" de las constelaciones zodiacales. Cabe señalar que también el plano

*) En griego, la palabra "eclíptica" precisamente significa "línea de eclipses".

de rotación de la Luna alrededor de la Tierra está inclinado respecto a la eclíptica a un ángulo menor de 6°, de modo que nuestro satélite también siempre se proyecta en las constelaciones zodiacales y se ve entre éstas. Precisamente por eso, para estudiar el sistema solar lo más conveniente y natural es contar las coordenadas en la esfera celeste desde la eclíptica.

La humanidad conocía los primeros cinco planetas, además de la Tierra, desde épocas muy remotas. Su lenta y enigmática traslación entre las constelaciones del Zodiaco atraía de antaño la atención de los hombres. En la antigüedad, a estos planetas, así como al Sol y a la Luna, absolutamente diferentes de las estrellas inmóviles, se les atribuían propiedades místicas y mágicas. Se ponían en correspondencia con los siete días de la semana, con los metales conocidos por los hombres antiguos y con las divinidades míticas. En la Antigua China, además de los metales y los días de la semana, se ponían en correspondencia con los planetas también los cinco elementos. Igualmente, en la Antigua Roma los días de la semana y los metales correspondían de la misma manera a sus planetas, hecho que hasta hoy día se refleja en muchos idiomas europeos contemporáneos. En la tabla 1 se hace la sinopsis de estas curiosidades.

TABLA 1 CORRESPONDENCIAS ANTIGUAS DE LOS PLANETAS

Cuerpo celeste	Signo astronómico	Día de la semana	Metal	Elemento
Luna	☾	Lunes	Plata	–
Mercurio	☿	Miércoles	Mercurio	Agua
Venus	♀	Viernes	Cobre	Metal
Sol	☉	Domingo	Oro	–
Marte	♂	Martes	Hierro	Fuego
Júpiter	♃	Jueves	Estaño	Madera
Saturno	♄	Sábado	Plomo	Tierra

Esta tabla no tiene sentido físico, pero, indiscutiblemente, sí tiene sentido histórico y cognoscitivo. Los cuerpos celestes en la misma están dispuestos en orden de crecimiento de sus períodos de revolución por el Zodiaco, con la particularidad de que los días de la semana que les corresponden siguen un día sí y otro no.

A las doce constelaciones zodiacales les corresponden doce

meses del año. La palabra mes, evidentemente, está relacionada con la periodicidad de las fases de la Luna (Luna nueva, cuarto creciente, Luna llena, cuarto menguante). Precisamente de acuerdo con las Lunas nuevas se estructuraban los calendarios más antiguos. El año contiene 12,37 semejantes meses lunares. De aquí provino el redondeamiento de dicho número a doce y ya después, por lo visto, las estrellas se dividieron entre las constelaciones. Presten atención al hecho de que la división del Zodiaco precisamente en 12 constelaciones no es, ni mucho menos, natural, es decir, no corresponde al cielo estelar. Las distancias angulares entre las estrellas de las constelaciones vecinas del Zodiaco son, en término medio, las mismas que dentro de éstas. A propósito, en la Antigua China el Zodiaco fue dividido en 28 constelaciones, ¿no sería por el hecho de que el mes lunar contiene ese número de días aproximadamente?

En la Antigüedad no se sabía que la causa de la traslación anual del Sol entre las constelaciones era el movimiento de la Tierra. Por esta razón la tradición que tiene su origen en la Antigua Babilonia pone en correspondencia los meses del año con aquellas constelaciones zodiacales sobre las cuales se proyectaba el Sol al observarlo desde la Tierra. Sin embargo, ¡esta correlación no corresponde a la actual! Desde aquellos tiempos tuvo lugar un desplazamiento considerable de las fechas de entrada del Sol en las constelaciones sucesivas del Zodiaco. Un poco más tarde confrontaremos estas fechas antiguas y actuales y analizaremos el desplazamiento en cuestión. El último está relacionado con las particularidades de rotación de la Tierra.

Para tener una idea sobre el desplazamiento real de la Tierra durante el año es mucho más conveniente no seguir el Sol, sino la dirección del vector que parte del origen de coordenadas, o sea, del Sol a la Tierra. En diciembre y enero este radio vector permanece orientado hacia la constelación de los Gemelos, en enero–febrero, hacia la constelación del Cáncer, etc. En la fig. 1, los puntos correspondientes a tales direcciones en los primeros días de cada mes están marcados con fechas.

En el sistema de coordenadas con origen en el Sol también tienen un aspecto simple las proyecciones del movimiento de otros planetas sobre el firmamento: todos ellos se trasladan de una forma bastante uniforme en dirección recta, de izquierda a derecha en la fig. 1. En cambio, desde el punto de vista del observador terrestre, sus trayectorias en la bóveda celeste son muy complicadas y su movimiento es recto y de vez en cuando se sustituye por movimiento inverso. El porqué de este fenómeno lo comprendió

Copérnico: el carácter caprichoso de traslación de los planetas por el cielo estelar deriva de la adición del movimiento de los mismos y del de la Tierra alrededor del Sol.

Hasta el momento hablamos sobre la proyección del movimiento de los planetas sobre el firmamento. Los astrónomos de la Antigüedad se dedicaban las más de las veces precisamente a la construcción de los modelos cinemáticos de tales movimientos. Desde el punto de vista histórico, el siguiente paso consistía en la medición de las distancias entre los planetas y el Sol y en la explicación de las órbitas planetarias.

Juan Kepler (1571–1630), genial científico alemán, demostró que los planetas realizan sus revoluciones formando curvas cerradas llamadas elipses. Para seguir adelante nos harán falta algunas propiedades matemáticas de dichas curvas.

Si cortamos al sesgo un cilindro circular o examinamos una circunferencia bajo ángulo, veremos una elipse. Su ecuación es

$$\frac{x^2}{a^2}+\frac{y^2}{b^2}=1;$$

a y b son dos parámetros de la elipse, denominados sus semiejes (fig. 8). Para $a=b$ la ecuación de la elipse se transforma en ecuación de una circunferencia de radio a.

Sin embargo, es más conveniente caracterizar la elipse por medio de su semieje mayor a y el número adimensional $e=\sqrt{1-\frac{b^2}{a^2}}$, o sea, por la excentricidad de la elipse. Es evidente que $0 \leqslant e \leqslant 1$. El caso de $e=0$ corresponde a la circunferencia. Cuanto mayor es la excentricidad, tanto más alargada resulta la

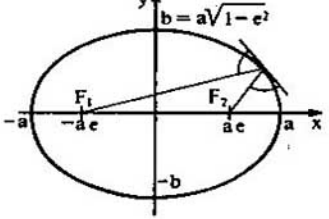


FIG. 8. Una elipse.

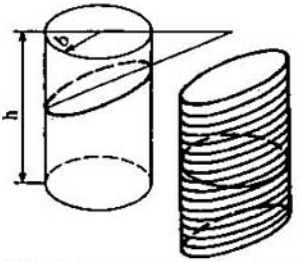


FIG. 9. Esquema explicativo para la deducción del área de la elipse.

elipse. Para $e = 1$ la misma degenera en un segmento de longitud $2a$.

En el interior de la elipse hay dos puntos remarcables que son los focos de ésta. Se hallan dispuestos simétricamente en el eje mayor, y la distancia entre los focos es igual a $2ae$. Si de un foco parte un rayo, éste, al reflejarse de la elipse, atravesará el segundo foco. Los focos acusan una propiedad más: la suma de las distancias desde cualquier punto de la elipse hasta sus focos no depende de la elección del punto y es igual a $2a$. No es difícil demostrar estas propiedades de los focos de la elipse valiéndose de su ecuación.

Calculemos el área de la elipse empleando un método, aunque no muy estricto desde el punto de vista matemático, pero muy elegante. Figúrense un cilindro circular ordinario de radio b y altura h. El lector sabe que su volumen es $\pi b^2 h$. Ahora cortemos este cilindro con un plano bajo ángulo α. En este caso, en la sección se obtendrá una elipse con los semiejes b y $a = b/\cos\alpha$ (fig. 9).

Apliquemos por debajo del cilindro su parte superior cortada. Está claro que el volumen de tal cilindro compuesto queda sin variar. Utilicemos ahora para el cálculo de este volumen, el principio de Cavalieri: cortemos mentalmente el cilindro en un gran número n de discos elípticos paralelamente a las nuevas bases. El volumen de cada uno de esos discos es su área – el de la elipse que por ahora desconocemos – multiplicada por la altura del disco $h \cos\alpha/n$. De esta manera

$$\pi b^2 h = nS\frac{h\cos\alpha}{n}.$$

De aquí, simplificando por h y expresando el $\cos\alpha$ por medio de a, obtendremos el área de la elipse $S = \pi ab$.

Este método para hallar el área de la elipse fue inventado en el siglo XVII por el sabio japonés Takakatsu Seki quien descubrió independientemente el principio de Cavalieri. Por desgracia, en aquella época no existían contactos entre la ciencia europea y la oriental.

Analizando las observaciones del movimiento de los planetas, realizadas durante muchos años, Kepler dedujo tres leyes que definen la cinemática del movimiento de los cuerpos del sistema solar:

1. Cada planeta se mueve por una elipse en uno de cuyos focos se encuentra el Sol.

2. Durante el movimiento, la velocidad sectorial del planeta es constante, o sea, igual al producto de su velocidad por la distancia corriente hasta el Sol y por el semiseno del ángulo entre la velocidad y la dirección hacia el Sol.

3. Los períodos de revolución y los semiejes grandes de las órbitas están vinculados por una relación igual para todos los planetas:

$$\frac{T^2}{a^3} = \text{const.}$$

Al cabo de varios decenios Isaac Newton demostró que las leyes de Kepler derivan univocamente de la dinámica del movimiento del cuerpo material si 1) los cuerpos celestes se influyen recíprocamente por medio de la fuerza de tracción; 2) esta fuerza permanece dirigida según la recta que une los centros de las masas; 3) la magnitud de dicha fuerza es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia entre los cuerpos.

La relación entre esas tres tesis y las leyes de Kepler no es explícita. El lector sabe demostrar la tercera ley de Kepler para las órbitas circulares. Lamentablemente, la demostración de esta ley para las órbitas elípticas, así como la demostración de la primera ley, son demasiado complejas. Hay que creernos de palabra. Y he aquí cómo, valiéndose tan sólo de la segunda tesis, la del carácter central de la fuerza de atracción, se puede demostrar la segunda ley de Kepler.

Como es fácil ver, la velocidad sectorial es la mitad del área del paralelogramo construido sobre los vectores v y r. Designémosla con A, teniendo en cuenta que en la fig. 10 aparece rayada. Hagamos la proyección sobre los ejes de coordenadas del radio vector r y de la velocidad v; sus proyecciones serán x, y y v_x, v_y. Calculemos el área del triángulo A como la suma de las áreas de tres triángulos pequeños rayados de distinta forma:

$$A = \frac{(x - v_x)\,y}{2} + \frac{(v_y - y)\,v_x}{2} + \frac{(v_y - y)(x - v_x)}{2} =$$

$$= \frac{xv_y - yv_x}{2}.$$

Veamos ahora cómo cambiará la magnitud A si el tiempo recibe un pequeño incremento dt. De la definición del concepto de

velocidad se infiere que los incrementos de las coordenadas son en este caso como sigue: $dx = v_x dt$ y $dy = v_y dt$. Debido a ello

$$dA = \frac{1}{2}(v_x v_y dt + x dv_x - v_y v_x dt - y dv_x) =$$

$$\frac{1}{2}(x dv_y - y dv_x).$$

De acuerdo con la segunda ley de Newton la variación de la velocidad dv es proporcional a la fuerza. Ahora bien, esta última se halla dirigida hacia el centro, es decir, hacia el origen de coordenadas. Por esta razón, la relación de los incrementos de las velocidades dv_x/dv_y es igual a la relación x/y. De aquí se deduce que el incremento dA es igual a cero, A es constante y, de este modo, la segunda ley de Kepler queda demostrada.

Hallemos la velocidad sectorial de la Tierra. Los parámetros de su órbita alrededor del Sol son bien conocidos (tabla 2). En el transcurso de un año la Tierra describirá una elipse cuya área $S = \pi ab$. Por lo tanto, se puede determinar su velocidad sectorial dividiendo esa área por el período de la revolución ($\oplus$ es el signo astronómico de la Tierra):

$$A = \frac{S}{T_\oplus} = \frac{\pi a_\oplus^2 \sqrt{1 - e^2}}{T_\oplus} = 4{,}46 \cdot 10^{15} \text{ m}^2/\text{s}.$$

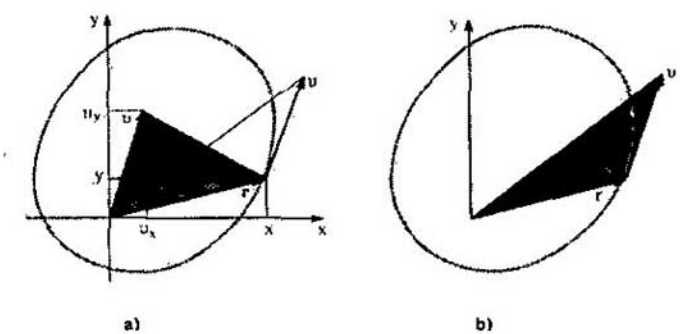


FIG. 10. Esquema explicativo para la deducción de la constancia de la velocidad sectorial.

La velocidad media del movimiento es igual a la velocidad sectorial duplicada y dividida por la distancia media hasta el Sol. Esta distancia, como se desprende de las propiedades de la elipse, es igual al semieje grande. Por consiguiente,

$$\bar{v} = \frac{2A}{a_\oplus} = \frac{2\pi a_\oplus \sqrt{1-e^2}}{T_\oplus} = 29{,}8 \text{ km/s}.$$

Al acercarse al Sol, la velocidad orbital aumenta. El punto de la órbita más próximo al Sol se denomina perihelio: de las palabras griegas "peri", que significa "alrededor", y "Helios", "Sol". Para las órbitas de los satélites de la Tierra, este término se sustituye por perigeo, del griego "Gea", "Tierra". La distancia desde el Sol hasta el perihelio es $a_\oplus (1-e)$. La velocidad en el perihelio es perpendicular al radio vector, eso es fácil hallarla:

$$v_{\text{máx}} = \frac{2\pi a_\oplus}{T_\oplus} \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} = 30{,}3 \text{ km/s}.$$

El punto de la órbita más alejado del Sol lleva el nombre de "afelio", y la distancia hasta él es $a_\oplus (1+e)$. De la constancia de la velocidad sectorial se desprende que la velocidad en el afelio es igual a

$$v_{\text{mín}} = \frac{2\pi a_\oplus}{T_\oplus} \sqrt{\frac{1-e}{1+e}} = 29{,}3 \text{ km/s}.$$

Es evidente que en el perihelio la velocidad es máxima, y en el afelio, mínima.

Ahora examinemos de otra manera el movimiento orbital de la Tierra y los planetas. No observemos su desplazamiento orbital, sino prestemos la máxima atención a las magnitudes que se conservan durante el movimiento. Sabemos que el plano en el cual transcurre la rotación del planeta queda invariable y que permanece intacta la magnitud A. Estas dos tesis se pueden unir. Introduzcamos el vector M igual al producto duplicado de A por la masa del planeta m y dirigido perpendicularmente al plano de rotación hacia el hemisferio boreal del firmamento. Dicho vector se denomina momento de impulso o momento de la cantidad de movimiento. La conservación de su magnitud es equivalente a la segunda ley de Kepler, y la constancia de su dirección refleja la invariabilidad del plano de rotación del planeta.

TABLA 2 LAS ÓRBITAS DE LOS PLANETAS

Planeta	a (en $a_\oplus$)	Período (años)	Masa (en $m_\oplus$)	Momento (en $M_\oplus$)	Inclinación de la órbita	e
Mercurio	0,39	0,24	$5{,}6 \cdot 10^{-2}$	$3{,}4 \cdot 10^{-2}$	7° 0′ 14″	0,2056
Venus	0,72	0,62	$8{,}1 \cdot 10^{-1}$	$7{,}0 \cdot 10^{-1}$	3 23 39	0,0068
Marte	1,52	1,88	$1{,}1 \cdot 10^{-1}$	$1{,}3 \cdot 10^{-1}$	1 51 30	0,0934
Júpiter	5,20	11,87	$3{,}2 \cdot 10^{2}$	$7{,}6 \cdot 10^{2}$	1 18 21	0,0484
Saturno	9,54	29,46	$9{,}5 \cdot 10^{1}$	$2{,}9 \cdot 10^{2}$	2 29 25	0,0557
Urano	19,18	84,01	$1{,}5 \cdot 10^{1}$	$6{,}4 \cdot 10^{1}$	0 46 23	0,0472
Neptuno	30,06	164,8	$1{,}7 \cdot 10^{1}$	$9{,}5 \cdot 10^{1}$	1 46 28	0,0086
Plutón	39,44	247,6	$2{,}0 \cdot 10^{-3}$	$1{,}2 \cdot 10^{-2}$	17 8 38	0,2486

$a_\oplus = 1{,}4959787 \cdot 10^{11}$ m; $T_\oplus = 3{,}1558150 \cdot 10^{7}$ s; $m_\oplus = 5{,}976 \cdot 10^{24}$ kg; $M_\oplus = 2{,}66 \cdot 10^{40}$ kg·m²/s; $e_\oplus = 0{,}0167$.

Las primeras dos leyes de Kepler contienen la ley de conservación del momento de impulso. Pero, además, las mismas afirman también la conservación de un vector más. Fíjense en que la elipse de la órbita planetaria mantiene en el espacio una orientación invariable, y su excentricidad no cambia. Este hecho significa que es posible introducir otro vector permanente, igual, por su magnitud, a la excentricidad y dirigido hacia el perihelio. Designémoslo con $\bar{e}$. Es obvio que los vectores $\bar{M}$ y $\bar{e}$ son perpendiculares mutuamente.

El momento de impulso de la Tierra, por su definición, es perpendicular a la ecliptica y está orientado hacia el punto Π que es el centro del esquema sideral en la fig. 2. Cada año, la Tierra pasa por su perihelio el 3 ó el 4 de enero; con otras palabras, el vector $\bar{e}$ se halla dirigido hacia la constelación de los Gemelos. La inexactitud de la fecha no significa la variación de dicha dirección: no es sino la propiedad de nuestro calendario.

Las leyes del movimiento planetario se establecieron para la Tierra y los cinco planetas fáciles de observar. Se sobreentiende que resultaron válidas también para los planetas distantes, así como para los cuerpos pequeños del sistema solar. El astrónomo inglés W. Herschel descubrió en 1781 el primer planeta desconocido por los antiguos. Dicho planeta recibió el nombre de Urano (se designa con $\overset{\uparrow}{\circ}$ o $\overset{+|+}{\circ}$). En 1801, el italiano Piazzi descubrió el primero de los pequeños planetas en la órbita entre Marte y Júpiter. Desde aquel

entonces se han determinado las órbitas de cerca de 2300 pequeños planetas o asteroides, y muchos de ellos, a diferencia de la mayoria de los planetas, tienen grandes excentricidades y ángulos de inclinación respecto a la eclíptica. En 1846 el cientifico francés U. Le Verrier y el inglés J. Adams, ateniéndose a las perturbaciones de la órbita de Urano, predijeron que debia existir otro planeta más. El mismo año, el astrónomo alemán I. Galle lo descubrió en el sector del firmamento señalado por Le Verrier. Es Neptuno, y su signo astronómico es ♆, o sea, el tridente de Poseidón, dios griego del mar, que corresponde a Neptuno de los romanos. La historia de ese descubrimiento se repitió con arreglo al noveno planeta, Plutón. Los autores del descubrimiento son los norteamericanos P. Lowell, quien calculó la órbita del planeta presunto, y C. Tombaugh, quien halló Plutón en 1930, 14 años después de la muerte de Lowell. Precisamente las iniciales de Lowell, que coinciden con las primeras letras del nombre del dios de los Muertos en la mitología romana, constituyen el signo astronómico de Plutón, ♇. En término medio este planeta se halla más alejado del Sol que Neptuno, sin embargo, entre 1980 y 1997 Plutón se encontrará más cerca del Sol que Neptuno. Eso está relacionado con el hecho de que a principios de 1989 Plutón pasará por el perihelio de su órbita que tiene gran excentricidad. Aunque a primera vista las órbitas de Plutón y Neptuno se cruzan, estos planetas no pueden chocar, pues su movimiento está sincronizado de tal manera que la distancia que les separa nunca disminuye más de 0,6 de la distancia media de Neptuno al Sol.

Centren ahora su atención en las características permanentes de los planetas. Su sinopsis se ofrece en la tabla 2. Por inclinación de la órbita en esta tabla se entiende el ángulo de inclinación del plano de la órbita del planeta con respecto a la eclíptica, o bien, que es lo mismo, el ángulo entre el momento de impulso del planeta y el momento de impulso de la Tierra.

Fíjense: los ángulos de inclinación de las órbitas no son grandes (el máximo lo tiene Plutón y le sigue Mercurio), sus excentricidades también son mucho menores que la unidad (otra vez aparecen como excepción el planeta más alejado del Sol y el más cercano a éste). Tales peculiaridades sirven de fuente de las hipótesis sobre el origen especial de Plutón y Mercurio. Plutón, cuya masa es pequeña, podía ser anteriormente satélite de Neptuno. Y Mercurio se considera a veces como ex satélite de Venus. Es difícil decir cuál es, realmente, la historia de dichos planetas. En todo caso, estos acontecimientos – las variaciones esenciales de las órbitas – tuvieron lugar en tiempos muy remotos, en los albores de la evolución del sistema solar. En la época contemporánea las órbitas de los planetas son casi estables.

¿Mas què significa la palabra casi? Pues acabamos de afirmar que las leyes de conservación del momento M y la excentricidad e son exactas. Pero no es del todo así. Esas leyes son exactas cuando sólo hay dos cuerpos, o sea, cuando sobre el planeta actúa tan sólo la atracción de la estrella. Sin embargo, en nuestro sistema planetario los planetas son muchos y todos ellos son atraídos no sólo hacia el Sol, sino también entre sí.

Afortunadamente para nosotros, la masa del Sol prevalece tanto sobre las masas de los planetas que su atracción recíproca conduce tan sólo a perturbaciones débiles de las órbitas. Si no hubiera sido por esta circunstancia, Kepler no habría descubierto las leyes relativamente simples, y éstas no habrían servido de incentivo para la mente de Newton... Pero, a lo mejor, meramente no habría dado ni lo uno ni lo otro, ya que es poco probable que la civilización hubiera podido existir en un sistema planetario inestable: allí son demasiado fuertes (más tarde todavía analizaremos por qué) las variaciones del clima en los planetas. Cuando se trata del movimiento ya de tres cuerpos de una masa equiparable, dicho movimiento llega a ser muy complicado y aperiódico. Puede terminar en que el más ligero de los cuerpos, tras apoderarse de la energía de los otros dos, abandone para siempre el sistema solar. Este último resulta estable debido a que posee tan sólo una estrella, un cuerpo, el cual por su masa supera sustancialmente todos los demás.

Evaluemos la relación entre las fuerzas de atracción de los planetas y el Sol. El influjo relativo que sobre la Tierra ejerce Júpiter, cuya masa supera la de los demás planetas, no excede el siguiente valor

$$\frac{F_{♃}}{F_{\odot}} < \frac{m_{♃}}{m_{\odot}} \left(\frac{a_{\oplus}}{a_{♃} - a_{\oplus}} \right)^2 \sim 5 \cdot 10^{-5}.$$

El mismo orden de magnitud tiene también la perturbación relativa de la órbita de la Tierra por parte de Venus (la influencia de otros planetas es todavía menor):

$$\frac{F_{♀}}{F_{\odot}} < \frac{m_{♀}}{m_{\odot}} \left(\frac{a_{\oplus}}{a_{\oplus} - a_{♀}} \right)^2 \sim 3 \cdot 10^{-5}.$$

Las perturbaciones recíprocas de los movimientos de los planetas son máximas en los momentos de sus conjunciones. Así se denominan las posiciones cuando los planetas resultan dispuestos en una misma recta con el Sol y por un lado de éste; en tal ocasión las distancias entre los planetas son mínimas y sus conjunciones se repiten periódicamente.

Hallemos el período de conjunción de los planetas cuyos tiempos de revolución son T_1 y T_2. La magnitud recíproca del período es la frecuencia. La revolución de todos los planetas tiene lugar en un sentido y con una frecuencia tanto mayor cuanto más cerca al Sol se encuentre el planeta. Es fácil comprender que la frecuencia de conjunciones es igual a la diferencia de las frecuencias de revolución de los planetas. Por esta razón, el período de conjunción T_{12} debe determinarse por la fórmula

$$T_{12}^{-1} = \left| T_1^{-1} - T_2^{-1} \right|, \text{ o bien, } T_{12} = \frac{T_1 T_2}{\left| T_2 - T_1 \right|}.$$

Presten atención a esta fórmula. También nos servirá para calcular los períodos de repetición de los distintos acontecimientos en los planetas que giran, así como para comprender la estructura de nuestro calendario.

Ahora podemos apreciar los tiempos característicos, durante los cuales los planetas modifican sustancialmente—y de manera recíproca—sus órbitas, o sea, los tiempos de violación de las leyes de conservación de los momentos y excentricidades de planetas diferentes. Después de cada conjunción la alteración relativa de la órbita es igual, por el orden de magnitud, a la relación de las fuerzas de atracción al planeta próximo y al Sol. Por consiguiente, el tiempo característico, durante el cual la órbita de un planeta se alterará sustancialmente debido a la atracción de la otra, es $T_{12}F_{\odot}/F_{pl} \sim$ $\sim T_{12}m_{\odot} \times (a_2 - a_1)^2/m_2 a_1^2$.

De conformidad con esta evaluación, el tiempo al cabo del cual la órbita de la Tierra sufrirá alteraciones por influjo de Júpiter, Venus y, en menor grado, de otros planetas, resulta ser del orden de 20 mil años. Sin embargo, esto no es sino una estimación. Entre tanto, los cálculos exactos demuestran que la excentricidad de nuestra órbita varía de manera aperiódica, pero con un tiempo característico igual a cien mil años (fig. 11). Los valores de la excentricidad de la Tierra oscilan alrededor de la magnitud 0,028. Actualmente, esta excentricidad es menor que la media y sigue disminuyendo. Dentro de 25 mil años la órbita de la Tierra será casi circular. Sin embargo, la excentricidad máxima que alcanza la órbita de la Tierra es igual a 0,0658, casi cuatro veces mayor que la actual. A primera vista, tampoco este valor es grande, y también con tal excentricidad la órbita se asemeja mucho a la circular. No obstante, resulta que el carácter no uniforme del movimiento orbital de la Tierra y las oscilaciones de la distancia hasta el Sol en el transcurso del año, cuando las excentricidades son grandes, repercuten de un modo sustancial

en el equilibrio térmico de nuestro planeta y en su clima. Al final del libro volveremos a este asunto.

Durante las perturbaciones, los momentos de impulso de los planetas varían con los mismos tiempos característicos que las excentricidades. Pero no varían con arreglo a su valor absoluto, sino tan sólo conforme a la dirección. He aquí cómo sucede esto. Ya hemos señalado que los momentos de impulso de todos los planetas son casi paralelos. Sus direcciones están comprendidas en un pequeño ángulo sólido alrededor de la dirección del momento total de impulso del sistema solar. Este momento es la suma vectorial de los momentos de los planetas aislados. Es un vector que se conserva exactamente para todas las interacciones planetarias. Por su magnitud, el momento total de impulso es igual a $3{,}154 \cdot 10^{43}$ kg·m²/s. Esta es una característica tan fundamental del sistema solar como lo es su masa de $1{,}993 \cdot 10^{30}$ kg. También es constante la dirección del momento total de impulso. Este vector se halla orientado hacia la constelación del Dragón. En el esquema del cielo estelar, representado en la fig. 2, el punto hacia el cual está dirigido dicho vector se designa por Π_0. Sin embargo, el momento orbital de la Tierra, perpendicular a la eclíptica, permanece inclinado, respecto al momento de impulso del sistema solar, a un ángulo que constituye tan sólo 1°, 7. Y también se halla orientado hacia la constelación del Dragón, o sea, hacia el centro de la fig. 2 designado por Π. Este punto se denomina polo de la eclíptica.

Por influjo de perturbaciones recíprocas, los momentos de impulso de todos los planetas giran lentamente en torno al momento total del sistema solar. Este fenómeno, es decir, el giro de los planos de las órbitas planetarias, lleva el nombre de precesión y el polo de la eclíptica, que es la proyección del momento orbital de la Tierra sobre la esfera celeste, afectado por la atracción de los demás planetas, describirá alrededor del punto Π_0, en el lapso de cien mil años, un pequeño círculo de 1°, 7 de radio. Este círculo y la dirección de la precesión también se ofrecen en la fig. 2. A decir verdad, la trayectoria

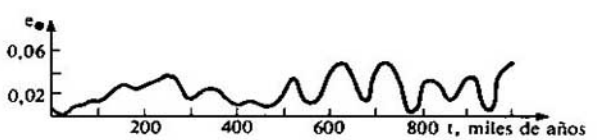


FIG. 11. Variación de la excentricidad de la órbita terrestre en el próximo millón de años.

del polo de la eclíptica no es exactamente una circunferencia, y el radio del círculo también varía con lentitud.

El período de cien mil años puede parecer muy grande. No obstante, el período de precesión es pequeño en comparación con el tiempo de existencia del sistema solar. En este lapso que supera 4 mil millones de años caben, por lo menos, 40 mil períodos de precesión. Por supuesto, no se puede afirmar que durante un número tan grande de períodos se conservan los ángulos de precesión y los ángulos de inclinación de las órbitas planetarias. Probablemente éstos disminuyen, por eso el sistema solar se volvió tan plano.

Si ahora el lector retorna a la fig. 7, verá que el propio momento de impulso del sistema solar, que hace un momento era considerado como absolutamente inmóvil, no es, ni mucho menos, perpendicular al plano galáctico. Esta circunstancia significa, a su vez, que dicho momento también debe girar muy lentamente, realizando una precesión. Las observaciones astrónomicas bastante exactas se llevan a cabo tan sólo durante unos cuatrocientos años, y este plazo es insuficiente para poder determinar cómo precisamente se efectúa semejante giro. Sin embargo, es posible valorar el tiempo característico, es decir, el período de esta precesión. Por cuanto la Galaxia tiene una forma muy achatada y su masa no está concentrada en el núcleo solamente, sino, se halla distribuida por todo el disco, el período de precesión del momento del sistema solar, según el orden de su magnitud, debe ser próximo al período de revolución del Sol alrededor del núcleo galáctico, es decir, a $2 \cdot 10^8$ años. Y téngase en cuenta que este período es todavía mucho menor que el tiempo de existencia del sistema solar: el Sol y las estrellas que lo rodean tuvieron tiempo para realizar de 10 a 30 revoluciones en torno al núcleo de la Galaxia. Sin embargo, el momento de impulso del sistema solar aún no tuvo tiempo para ocupar una posición estable cercana a la perpendicular al plano de la Galaxia.

En resumen, he aquí cuán complejo es el desplazamiento del centro de masas de la Tierra y la Luna en el espacio: dicho centro se mueve siguiendo una órbita elíptica alrededor del Sol con un período de 1 año; la excentricidad de la elipse varía con un período de cerca de 10^5 años, y el plano de la elipse gira en torno a cierto plano medio; este plano medio, perpendicular al momento de impulso de todo el sistema solar, gira con un tiempo característico de $2 \cdot 10^8$ años. Pero la Tierra, además, gira alrededor de su eje. Y ahora llegó el momento de conocer más detalladamente la rotación de los planetas.

Capítulo II
LOS CUERPOS CELESTES Y SU MOVIMIENTO

1. CINEMÁTICA DE LA ROTACIÓN DE LA TIERRA

Imagínese usted a sí mismo protagonizando el papel de un forastero extraterrestre. Desde los espacios cósmicos usted se acerca a nuestro planeta. Ante su vista se abre una esfera con un lado alumbrado por el Sol. La superficie de esta esfera la ocultan en parte nubecillas blancas. Por entre los claros que dejan, a través de la bruma opalina de la atmósfera, se vislumbra el azul de los océanos y la superficie policroma de los continentes: sus bosques y campos verdes, el color ocre de los desiertos y la blancura de las nieves.

El observador cósmico descubrirá pronto que la nebulosidad del planeta se desplaza de una forma más o menos fortuita, mientras que los contornos de los continentes son estables. Basándose en la variación del cuadro de los continentes que aparecen ante la vista, el observador establecerá con facilidad que el globo terráqueo gira como un cuerpo sólido: íntegramente y con la misma velocidad angular. Después de observar poco tiempo la Tierra y su satélite, el forastero determinará las constantes físicas de nuestro planeta: su figura es parecida a una esfera de radio $R_\oplus = 6370$ km, la masa de la Tierra es $m_\oplus = 5{,}976 \cdot 10^{24}$ kg, y su velocidad angular de rotación es $\omega_\oplus = 7{,}292115 \cdot 10^{-5}\ s^{-1}$. Como es natural, el observador extraterrestre mide la velocidad angular de rotación en un sistema de coordenadas orientado hacia las estrellas. Fíjense que el período correspondiente $P_\oplus = 2\pi/\omega_\oplus = 86\,164{,}09$ s se diferencia un poco del período de 86 400 s que los terrícolas llaman día. Todavía volveremos a la causa de esta divergencia.

El eje de rotación de la Tierra se halla dirigido hacia la constelación de la Osa Menor (en el esquema estelar de la fig. 2, no lejos de la Estrella Polar, está marcado el punto correspondiente *P*). El ángulo ε entre el eje de rotación de la Tierra y la dirección hacia el polo de la eclíptica Π constituye 23°27'. Consideremos que el forastero cósmico ha cumplido su misión. Remitámonos ahora a la experiencia de los habitantes de la Tierra.

El sistema de coordenadas admitido comúnmente en la superficie terrestre se determina por el eje de rotación. Se trata de las coordenadas geográficas, la latitud y la longitud, bien conocidas por el lector.

El eje de rotación atraviesa la superficie terrestre en los puntos denominados polos y, equidistante de éstos, pasa la circunferencia de latitud cero, o sea, el ecuador.

Como se sabe, la inclinación del eje terrestre es la causa del cambio de las estaciones del año. Presten atención a la fig. 12. He aquí el invierno del hemisferio boreal, el mes de diciembre. El radio vector Sol–Tierra está dirigido hacia la constelación de los Gemelos. Y desde la Tierra, el Sol se ve en la constelación opuesta del Zodiaco, en el Sagitario. Sobre una parte de la superficie terrestre, los rayos solares no inciden en general. Allí, en el interior del círculo polar ártico reina la noche polar. Mientras tanto, en la cercanía del polo Sur, el Sol no se pone.

Cuando la Tierra se mueve por la órbita, su eje de rotación no cambia su dirección. Las zonas de la noche polar en el Norte, y las del día polar en el Sur, disminuyen paulatinamente. El 21 de marzo llega el momento en que el eje terrestre resulta perpendicular a la dirección hacia el Sol. Es el día de equinoccio de primavera, cuando las duraciones del día y de la noche son iguales en todo el planeta. El Sol se encuentra en la constelación de los Peces, y la Tierra, si se mira desde el Sol, en la constelación de la Virgen. Sin embargo, tanto en la fig. 1 como en la 12, el punto del equinoccio de primavera está marcado con el signo γ, o sea, el signo del Carnero. Tal es la tradición.

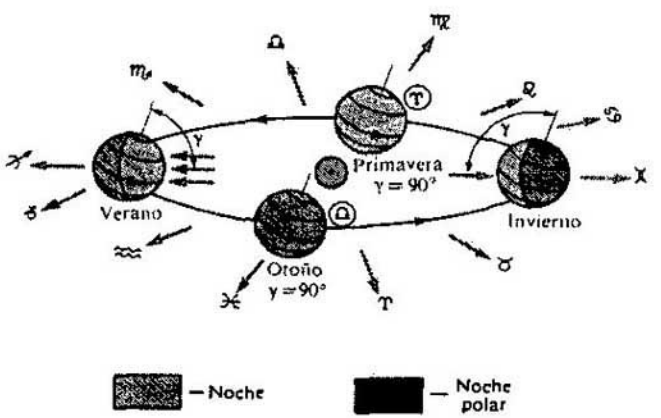


FIG. 12. Estaciones del año. Se indican las direcciones hacia las constelaciones zodiacales.

Más de dos mil años atrás este punto se encontraba precisamente en la constelación del Carnero. Pronto nos enteraremos de la causa por la cual se había desplazado.

Seguidamente en el hemisferio boreal se establece el verano. El 22 de junio es el día del solsticio de verano. El origen del "solsticio" está relacionado con el hecho de que los puntos de la salida y la puesta del Sol en el horizonte, así como su altura en el mediodía, casi no cambian en el transcurso de varios días próximos a los solsticios de verano y de invierno. Las latitudes en las cuales en estos días el Sol, al mediodía, se encuentra en el cenit, se denominan trópicos. En griego, la palabra "tropos" significa "vuelta". Durante los solsticios tiene lugar algo como la vuelta del Sol sobre los trópicos. El trópico boreal lleva el nombre de trópico de Cáncer. Este nombre es también un tributo a la tradición, pues realmente el Sol está en la constelación de los Gemelos. Y el trópico austral se denomina trópico de Capricornio, aunque el 22 de diciembre el Sol se halla en la constelación del Sagitario.

El último punto especial de su órbita, el punto de equinoccio de otoño, la Tierra lo atraviesa el 22 ó 23 de septiembre. Otra vez el eje de rotación es perpendicular a los rayos solares y otra vez el día es igual a la noche.

Si el lector cuenta el número de días desde el equinoccio de primavera hasta el de otoño, probablemente se asombre de que obtendrá 186 días, o sea, más de medio año. Por el contrario, el intervalo entre el equinoccio de otoño y el de primavera es menor de medio año. Es fácil comprender que eso es el resultado de la elipticidad de la órbita de la Tierra. La Tierra pasa el perihelio en invierno, por lo tanto, durante el verano tiene que recorrer un camino más largo, mientras que la velocidad de su movimiento orbital es menor que en invierno.

Como recordará el lector, la ley de conservación del momento de impulso implica la invariabilidad del plano de la órbita del planeta. De esta misma ley deriva también la constancia de dirección del eje de rotación de la Tierra. Con el fin de establecer diferencia entre el momento orbital de impulso y el momento de impulso de la Tierra relacionado con su rotación alrededor del eje, llamaremos este último momento de rotación de la Tierra. Al igual que el eje de rotación, dicho momento está orientado hacia la estrella Polar. En lo que respecta al valor del mismo, es difícil calcularlo, por cuanto la Tierra es un globo macizo y las masas que lo componen se encuentran a diferentes distancias de su eje de rotación. Además, también la densidad en las profundidades de la Tierra se acrecienta hacia el centro del planeta.

Para una masa puntual m, ubicada a la distancia r del eje de rotación, el momento de impulso es igual a $m\omega r^2$. Debido a ello, muy aproximadamente podemos evaluar el momento de rotación de la Tierra recurriendo a la expresión

$$M_{rot} \sim m_{\oplus}\omega_{\oplus}R_{\oplus}^2 \sim 10^{34}\ \mathrm{kg \cdot m^2/s}.$$

Si lo comparamos con el momento orbital de impulso de la Tierra (tabla 2 en la pág. 33), veremos que es en muchos órdenes inferior. Por eso, al calcular el momento total de impulso del sistema solar pueden no tomarse en consideración los aportes de las rotaciones de los planetas.

Como corresponde a una magnitud permanente, el momento de rotación de la Tierra no varía. No obstante, si medimos con mayor exactitud su dirección y comparamos los resultados modernos con los antiguos, resultará que, a pesar de todo, el momento de rotación de la Tierra gira. Casi sin variar por su magnitud, dicho momento gira lentamente alrededor del polo de la ecliptica, es decir, en torno al momento orbital de la Tierra. El ángulo de su giro constituye en un año nada más de 20", pero en el lapso de 26 mil años el momento

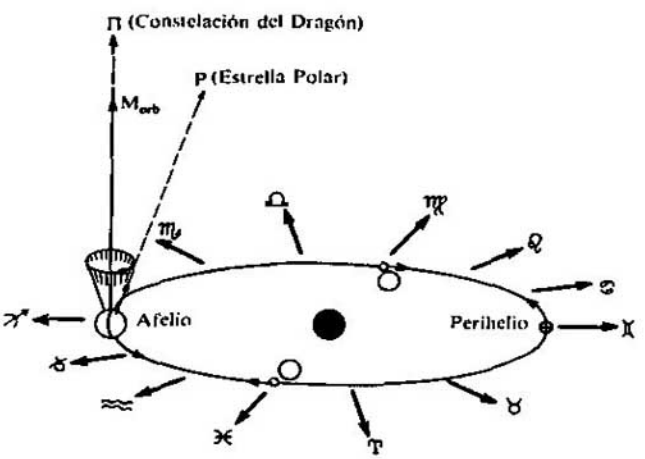


FIG. 13. Precesión de la rotación de la Tierra. En la órbita se indican los puntos de los equinoccios de primavera ♈ y de otoño ♎, el punto del perihelio ⊕ y las direcciones de su movimiento.

barrerá una superficie cónica en torno al polo de la eclíptica y retornará casi a la posición inicial.

Ya nos hemos encontrado con este fenómeno físico: es la precesión. Más tarde averiguaremos qué fuerzas originan la precesión del eje terrestre, pero por ahora este fenómeno nos interesa en el aspecto cinemático, o sea, en relación con la rotación de la Tierra. De este modo, el período de precesión $T_\gamma = 2{,}578 \cdot 10^4$ años y su velocidad angular $\omega_\gamma = 2\pi/T_\gamma = 7{,}72 \cdot 10^{-12}\ s^{-1}$. Con tal velocidad se desplaza por la eclíptica el punto del equinoccio de primavera γ. Los equinoccios llegan un poco antes que la Tierra realiza una revolución orbital completa con respecto a las estrellas. Precisamente por esta causa, dicho fenómeno lleva el nombre de precesión de los equinoccios, sin hablar ya de que la propia palabra "precesión" proviene del latín "praecedere", que significa "ir delante", "anteceder".

La precesión del eje terrestre fue descubierta por Hiparco, gran astrónomo de la Antigua Grecia. En el siglo III a. n. e. los astrónomos griegos llevaron a cabo el "empadronamiento" de las estrellas, confeccionando el primer catálogo sideral. Pasados 150 años después de este acontecimiento, Hiparco descubrió que las posiciones de todas las estrellas se habían desplazado respecto al punto del equinoccio de primavera. Este hecho significaba que el equinoccio llegaba un poco antes de que pasara el año sidéreo.

Nuestro calendario está estructurado de tal forma que el día del equinoccio de primavera cae todos los años en la misma fecha, el 21 de marzo. Esta circunstancia nos permitirá calcular cuándo comenzaron a denotar el punto del equinoccio de primavera con el signo del Carnero (Aries), y cuándo recibieron sus nombres los trópicos de Cáncer y de Capricornio. Se trata de que, además de estos términos tradicionales, quedó la correspondencia, aún bastante difundida, entre los signos del Zodiaco y los meses y fechas. En estas fechas el Sol atravesaba los límites de las constelaciones en la más remota antigüedad. En la tabla 3 se comparan las fechas de paso del Sol por las constelaciones en la antigüedad y actualmente.

De esta tabla se deduce que en la antigüedad la constelación del Cangrejo (Cáncer) correspondía al solsticio de verano, y la del Capricornio, al de invierno, de modo que, con plena razón, se justificaban las denominaciones de los trópicos. En la actualidad, esa correspondencia antigua entre los meses y las constelaciones no encierra sentido real. Pero, de vez en cuando, los signos del Zodiaco se utilizan para designar los momentos de los equinoccios de primavera y de otoño, y el cuadro antiguo de las fechas, al igual que milenios atrás, lo aprovechan los astrólogos para hacer horóscopos.

He aquí con qué finalidad, no obstante, puede utilizarse en serio la

TABLA 3 FECHAS ANTIGUAS Y MODERNAS DEL PASO DEL SOL POR LAS CONSTELACIONES

Constelación		Fechas antiguas	Fechas modernas
Acuario	♒	20.I – 18.II	21.II – 18.III
Peces	♓	19.II – 20.III	19.III – 21.IV
Carnero	♈	21.III – 19.IV	22.IV – 21.V
Toro	♉	20.IV – 20.V	22.V – 21.VI
Gemelos	♊	21.V – 21.VI	22.VI – 22.VII
Cangrejo	♋	22.VI – 22.VII	23.VII – 23.VIII
León	♌	23.VII – 22.VIII	24.VIII – 23.IX
Virgen	♍	23.VIII – 22.IX	24.IX – 24.X
Balanza	♎	23.IX – 22.X	25.X – 23.XI
Escorpión	♏	23.X – 21.XI	24.XI – 23.XII
Sagitario	♐	22.XI – 21.XII	24.XII – 22.I
Capricornio	♑	22.XII – 19.I	23.I – 20.II

antigua correspondencia de las fechas y las constelaciones del Zodiaco: para establecer cuándo la misma fue introducida. Sabemos con qué velocidad se desplaza el punto del equinoccio de primavera. En la antigüedad, el Sol entraba en la constelación del Carnero el 21 de marzo, mientras que actualmente, este día el Sol se encuentra en la constelación de los Peces. La distancia entre la vieja y la nueva posición del punto del equinoccio el Sol la recorre en 32 días. El periodo de precesión es igual, aproximadamente, a 26 000 años; durante ese tiempo el punto del equinoccio realiza una revolución completa por la ecliptica, desplazándose en 365 días. Por consiguiente, el desplazamiento en 32 días ocurre durante

$$26\,000\frac{32}{365} = 2280 \text{ años}.$$

Esto significa que la antigua correspondencia de las fechas a las constelaciones zodiacales era exacta en el año 300 antes de nuestra era, aproximadamente.

En el año 331 a.n.e. el ejército de Alejandro Magno entró en Babilonia. A Alejandro, en su campaña, le acompañaban muchos sabios griegos. En aquella época los sacerdotes babilonios (caldeos) poseían conocimientos astronómicos que, por su exactitud, superaban considerablemente los de los griegos. En Babilonia, estos últimos adoptaron el sistema de medidas relacionado con las observaciones astronómicas: la división del día en 24 horas (dos horas para cada constelación del Zodiaco), la división de la circunferencia en 360 gra-

dos (el Sol pasa por la ecliptica 1° al día, aproximadamente), la división de la hora en 60 minutos, del minuto en 60 segundos, así como la división del grado en minutos y segundos angulares. Tampoco es de extrañar que los griegos, cerca del año 300 a.n.e., crearan el calendario solar, valiéndose de los conocimientos astronómicos de los caldeos. En este calendario, los meses del año correspondían de forma unívoca a las constelaciones zodiacales, y en el día del equinoccio de primavera, el Sol, efectivamente, se encontraba en la constelación del Carnero.

Tampoco es difícil calcular el tiempo cuando la posición del Sol, en el día del equinoccio de primavera, debido a la precesión, se había trasladado a la constelación de los Peces, de modo que, en este sentido, los Peces se convirtieron en la constelación principal del Zodiaco. Sin embargo, hay que tener en cuenta que en la antigüedad los límites entre las constelaciones no se trazaban con tanta precisión como ahora. A raíz de ello es suficiente evaluar el momento de transición con una exactitud de hasta un siglo: se obtiene el I siglo a.n.e. Por supuesto, tal acontecimiento no ha sido un fenómeno astronómico real, ya que los límites entre las constelaciones son convencionales. Sin embargo, no pasó inadvertido para los pueblos de la antigüedad que concedían gran importancia a la posición de los astros. Existe la opinión de que precisamente con este acontecimiento está relacionado el auge místico que dio impulso al surgimiento del cristianismo. Por ejemplo, es sabido que el símbolo religioso de los primeros cristianos no fue la cruz sino la imagen de un pez.

La constelación del Zodiaco – siguiente a la de los Peces –, a la cual irá a parar el Sol en el día del equinoccio de primavera, será la constelación del Acuario. Ese paso sucederá el año 2600, aproximadamente.

2. FUNDAMENTOS FÍSICOS DEL CALENDARIO

La precesión del eje de rotación de la Tierra es un proceso lento y puede despreciarse en el transcurso de la vida de una generación. Sin embargo, depara contratiempos a los astrónomos. Estos miden las coordenadas de las estrellas desde el punto del equinoccio de primavera y, por lo tanto, en la longitud de las estrellas es necesario introducir una corrección que aumenta con el tiempo, aquella misma corrección que midió por primera vez Hiparco. También es necesario tener en cuenta la precesión cuando se confecciona el calendario, por cuanto éste debe ser destinado más que a una sola generación.

Para nosotros, moradores de la Tierra, los acontecimientos periódicos más importantes son la alternancia del día y la noche y el

cambio de las estaciones del año. Nuestra vida cotidiana se halla estrechamente enlazada con el Sol. Con las estaciones del año cambia el tiempo en el planeta, y con ellas están relacionadas las faenas agrícolas. Por esta razón el que más nos conviene a nosotros es el calendario basado en la periodicidad de dichos fenómenos. Pero no fue nada fácil crearlo.

Volvamos a escribir otra vez, con la exactitud requerida, los datos físicos iniciales necesarios para confeccionar el calendario solar:

$$\text{año sidéreo } T_{\oplus} = 3{,}155815014 \cdot 10^7 \text{ s};$$

$$\text{día sidéreo } P_{\oplus} = 8{,}616409 \cdot 10^4 \text{ s};$$

$$\text{período de precesión } T_{\gamma} = 25\,780 \cdot 3{,}156 \cdot 10^7 \text{ s} = 8{,}135 \cdot 10^{11} \text{ s}.$$

Determinemos al principio el espacio de tiempo entre dos equinoccios de primavera consecutivos. Tal período lleva el nombre de año tropical. El mismo ha de tomarse, precisamente, como base del calendario. Entonces, tanto los equinoccios como todas las estaciones del año recaerán en las mismas fechas.

El punto del equinoccio en la esfera celeste se determina por el momento en que la dirección Sol–Tierra es perpendicular al eje terrestre. Ese punto se desplaza por la eclíptica en dirección opuesta al movimiento de la Tierra, con un período de precesión T_{γ}. En el ejemplo del cálculo de los períodos de conjunciones de los planetas nos hemos convencido de que la frecuencia de conjunciones es igual a la diferencia de las frecuencias de revolución. Razonamientos similares dan la posibilidad de calcular también el período entre los equinoccios. Pero los planetas giran en una dirección, y el punto del equinoccio se desplaza al encuentro del movimiento de la Tierra. Debido a ello, para hallar el año tropical inverso es necesario sumar las frecuencias, o sea, los movimientos:

$$T_{\text{trop}}^{-1} = T_{\oplus}^{-1} + T_{\gamma}^{-1};$$

$$T_{\text{trop}} = \frac{T_{\oplus} T_{\gamma}}{T_{\oplus} + T_{\gamma}} = 31\,556\,926 \text{ s}.$$

El año tropical es 1224 segundos o veinte minutos y medio más corto que el año sidéreo, verdadero período de revolución de la Tierra.

La fórmula que acabamos de emplear, en esencia, proporciona el valor del período de movimiento circular en un sistema de coordenadas que gira con otro período conocido. La misma también es aplicable para el cálculo de los dias solares. Puesto que la órbita terrestre tiene forma de elipse, el Sol durante el año se desplaza por la eclíptica de una manera irregular. En virtud de esto también varia algo la velocidad angular con la que el Sol se mueve en el firmamento. Para componer el calendario es preciso hallar el dia solar medio anual P_0. Con otras palabras, hay que determinar el período de revolución de la Tierra en el sistema de coordenadas donde el vector Sol – Tierra no gira, por término medio, durante el año. Como quiera que, tanto la rotación como la revolución de la Tierra tienen lugar en una misma dirección, la frecuencia media de aparición del Sol P_0^{-1} es una diferencia de frecuencias: de la frecuencia de rotación de la Tierra $P_\oplus^{-1}$ y de la frecuencia de llegada de equinoccio T_{trop}^{-1}. Como resultado obtenemos

$$P_0^{-1} = P_\oplus^{-1} - T_{trop}^{-1};$$

$$P_0 = \frac{P_\oplus T_{trop}}{T_{trop} - P_\oplus} = 86\,400{,}000 \text{ s}.$$

Así surgió el número, habitual para nosotros, de segundos en un día: $86\,400 = 24 \cdot 60 \cdot 60$. Precisamente de aquí se determinaba antes el segundo, como 1/86400 parte del día solar medio. Pero en los años 60 fue creado el reloj atómico, cuya precisión de marcha es superior a la estabilidad de giro de la Tierra. Por eso el patrón de tiempo fue cambiado: actualmente el segundo se determina con arreglo a la frecuencia de oscilación del átomo de cesio. Al mismo tiempo surgió la posibilidad de medir las perturbaciones pequeñísimas de la velocidad angular de rotación de la Tierra, así como la disminución insignificante de su rotación.

Ahora vamos a calcular cuántos días solares corresponden a un año tropical:

$$K = \frac{T_{trop}}{P_0} = 365{,}2422\ldots$$

Las primeras tres cifras de este número son bien conocidas por todo el mundo: es el número de días en el año. Al redondear la adición fraccionaria hasta $0{,}25 = 1/4$, es fácil comprender la causa de la aparición del año bisiesto: una vez por cuatro años es preciso añadir un día (el 29 de febrero) para que la fecha de llegada del equinoccio siga siendo el 21 de marzo.

Sin embargo, la divergencia entre K y su aproximación 365,25 todavía es bastante grande. Con este calendario, el desplazamiento del equinoccio en un día ocurrirá dentro de $(K - 365{,}25)^{-1} = 128$ años. Por eso en el calendario que hemos adoptado, a cada 400 años les corresponden no 100 sino tan sólo 97 años bisiestos. En particular, el año 1600 ha sido bisiesto, mientras que los años 1700, 1800 y 1900 no lo fueron, y el año 2000 volverá a ser bisiesto, etc.

La aproximación $365 + \frac{1}{4} - \frac{3}{400} = 365{,}2425$ tampoco coincide exactamente con K. No obstante, ya es bastante difícil calcular dentro de cuánto tiempo la fecha del equinoccio de primavera se desplazará en un día. El hecho es que el propio número K no es rigurosamente constante. Debido a la reducción de la rotación de la Tierra, este número disminuye muy lentamente, cada año tan sólo en $6 \cdot 10^{-8}$. En todo caso, los próximos 1000 años podemos usar tranquilamente el calendario moderno sin introducir correcciones en el cálculo de los días. El equinoccio de primavera continuará siendo el 21 de marzo.

3. ROTACIÓN DE LA LUNA Y LOS PLANETAS

Todos los planetas que conocemos y todos sus satélites giran. En la rotación de los planetas existe cierta regularidad sujeta a la siguiente ley: cuanto mayor es la masa del planeta tanto más rápida es su rotación. No es una ley estricta y demostrada, la misma tiene sus excepciones, pero en general – véase la fig. 14 – se forma la impresión de que esta regularidad es real.

La solución de dicho problema radica, por lo visto, en la historia de la formación del sistema solar. Conforme a las concepciones modernas, el Sol y los planetas se formaron a partir de una nebulosa en rotación integrada por gas y partículas de polvo sólidas. Al chocar, las partículas se agrandaban, formando los gérmenes de los planetas y el Sol. El mayor número de choques ocurría en el centro de masas del sistema, ahí mismo también se concentró casi todo el gas de la nebulosa. Así se formó el Sol. Sin embargo, casi todo el momento inicial de impulso de la nebulosa resultó concentrado no en el Sol, sino en los planetas. Después de que el Sol se encendió (en el capítulo 3 se relata cómo arde), por efecto de su radiación, los gases ligeros de las inmediaciones del Sol fueron disipados a la periferia. Allí, de ellos se formaron los planetas gigantes. En cuanto a los planetas del grupo terrestre, éstos resultaron constituidos principalmente por la sustancia de las partículas sólidas.

Cuando la sustancia de la nebulosa en rotación se comprimía formando las esferas densas de los planetas, la velocidad de rotación crecía: eso es un corolario de la ley de conservación del momento de impulso. Por esta razón no es extraño que la velocidad de rotación de los planetas gigantes ha resultado mayor que la de los de menor tamaño.

Es interesante observar las divergencias de dicha regularidad, o sea, la línea de la fig. 14, que une la mayoría de los planetas. Supongamos que al formarse el sistema solar, tal regularidad se realizaba para todos los planetas, pero después, debido a causas diferentes, algunos de ellos comenzaron a girar con menos velocidad. En la fig. 14, esta posible evolución de la rotación se representa mediante rectas de trazos con signos de interrogación intercalados.

Neptuno está lejos de nosotros y nuestros conocimientos sobre él son por ahora insuficientes para afirmar con seguridad de que su rotación es "correcta". No obstante, quisiéramos que el lector recordara la hipótesis acerca de que Plutón antes fue satélite de Neptuno. ¿Tal vez este último haya perdido parte de su momento de rotación cuando Plutón se separó de él?

También sabemos por qué ha disminuido la velocidad de rotación de la Tierra, así como la magnitud actual de esa disminución. La

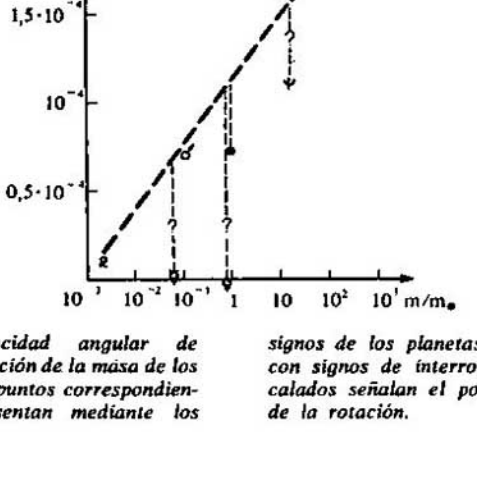


FIG. 14. Velocidad angular de rotación en función de la masa de los planetas. Los puntos correspondientes se representan mediante los signos de los planetas; las rectas con signos de interrogación intercalados señalan el posible retardo de la rotación.

Tierra es frenada por su satélite, la Luna. Más tarde contaremos detalladamente cómo sucede eso. Al principio de la evolución del sistema solar, ese frenado, por lo visto, fue recíproco: no sólo la Luna frenaba la rotación de la Tierra, sino también esta última obstaculizaba la rotación rápida de su satélite. Como resultado, actualmente la Luna presenta siempre el mismo hemisferio a la Tierra.

De lo dicho no se infiere que la Luna no gira con respecto a las estrellas. Pero el período sidéreo de su rotación es exactamente igual al período de rotación de la Luna alrededor de la Tierra: $P_{\text{☾}} = T_{\text{☾}} = 27{,}322$ días. La cinemática de rotación de la Luna se comprende fácilmente observando la fig. 15.

Si las relaciones de las frecuencias de oscilación o de las frecuencias de rotación son múltiplos de las relaciones de números enteros, se dice que tales frecuencias se encuentran en resonancia. Este término proviene de la palabra latina "resonare", que significa "repetir el sonido". La importancia de dicho fenómeno consiste en que durante la resonancia, obligatoriamente, tiene lugar la interacción de los cuerpos, con la particularidad de que la interacción que mantiene el carácter múltiplo de las frecuencias hace estable la resonancia. La rotación de la Luna se halla en resonancia con su revolución. ¡Pero en el sistema solar no sólo la Luna gira con resonancia!

No se sabe por qué la rotación de Mercurio y Venus es tan lenta. Posiblemente que también en este caso sea necesario buscar la explicación desarrollando la hipótesis de que, en el pasado, estos planetas giraban juntos alrededor del Sol describiendo una órbita. Sin embargo, es interesante que hoy día tanto el uno como el otro planeta participan en la rotación de resonancia. Pero entre sí no se encuentran en resonancia.

El período de rotación de Mercurio se ha medido no hace mucho empleando métodos radioastronómicos. Resultó que es exactamente

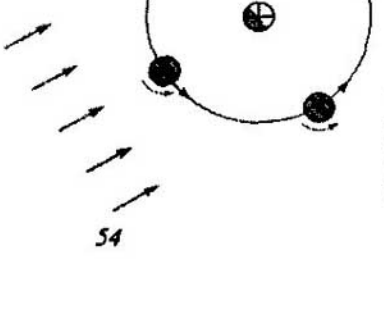


FIG. 15. Rotación de la Luna y variación de sus fases. La parte en blanco representa la cara de la Luna dirigida hacia la Tierra, y la parte sombreada, la cara invisible de nuestro satélite.

igual a dos tercios del período de revolución de este planeta. Semejante resonancia conduce a una cinemática muy interesante del movimiento de Mercurio. Fíjense en la fig. 16. La elipse de la órbita de Mercurio tiene una excentricidad considerable, por eso el Sol dispuesto en el foco de la elipse se halla bastante desplazado del centro. La velocidad de traslación orbital de Mercurio es muy irregular: en el perihelio resulta 1,52 veces mayor que en el afelio.

El período de revolución de Mercurio $T_{\mathrm{☿}}$ es igual a 88 días terrestres, y el período de su rotación $P_{\mathrm{☿}} = 2T_{\mathrm{☿}}/3 = 58{,}7$ días. Valiéndose de la fórmula para los días solares, hallaremos $P_{0\,\mathrm{☿}}$, o sea, el período entre dos salidas del Sol en Mercurio:

$$P_{0\,\mathrm{☿}}^{-1} = P_{\mathrm{☿}}^{-1} - T_{\mathrm{☿}}^{-1} = \frac{1}{2} T_{\mathrm{☿}}^{-1}; \quad P_{0\,\mathrm{☿}} = 2T_{\mathrm{☿}} = 176 \text{ días.}$$

Resulta que el día solar de Mercurio es tres veces mayor que el sidéreo y constituye el doble de su período de revolución. Esta es la razón por la cual tuvimos que representar la órbita de Mercurio dos veces: para la revolución diurna y la nocturna. Los "cuernos" y la "cruz-cola" del signo astronómico se han dibujado para que sea más cómodo seguir su rotación. Fíjense que en el perihelio Mercurio presenta al Sol sus

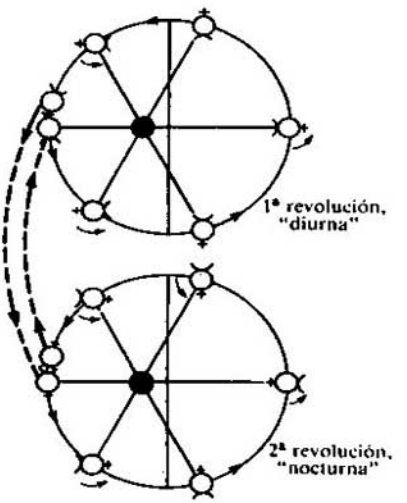


FIG. 16. Rotación y revolución de Mercurio; se representan dos revoluciones consecutivas alrededor del Sol, la "diurna" y la "nocturna" con respecto al hemisferio de Mercurio marcado con los "cuernos" de su signo astronómico.

lados, ora uno, ora otro, mientras que en el afelio presenta los "cuernos" o la "cola".

La rotación de Venus es aún más lenta. ¡Pero transcurre en sentido contrario! Todos los planetas se mueven en una dirección alrededor del Sol y la mayoría de ellos y de sus satélites giran en la misma dirección. Eso significa que el momento de su rotación, en cuanto a la dirección, es próximo al momento orbital de impulso. Venus y Urano son excepciones. El eje de rotación de Urano es casi perpendicular a su momento orbital de impulso y se encuentra casi en el plano de la eclíptica. El eje de rotación de Venus es casi perpendicular al plano de su órbita, pero la dirección de su rotación es opuesta. Debido a ello agreguemos el signo menos al valor de su período de rotación: $P_{\varphi} = -213{,}16$ días.

La resonancia de rotación de Venus resultó enlazada con el movimiento orbital de la Tierra. El período de rotación de Venus P_{δ}, el período de su revolución T_{δ} y el período de revolución de la Tierra están relacionados entre sí mediante la siguiente igualdad exacta:

$$P_{\varphi}^{-1} = -4T_{\varphi}^{-1} + 5T_{\oplus}^{-1}.$$

Para comprender la cinemática de movimiento de Venus calculemos el período de las conjunciones de éste y la Tierra:

$$T_{\text{conj}}^{-1} = T_{\varphi}^{-1} - T_{\oplus}^{-1}; \quad T_{\text{conj}} = \frac{T_{\varphi}\, T_{\oplus}}{T_{\oplus} - T_{\varphi}} = 583{,}92 \text{ días}.$$

Con este período se produce el acercamiento de dichos planetas a una distancia mínima. Pasemos ahora al sistema de referencia giratorio en el que la Tierra es inmóvil. Entonces T_{conj} será el tiempo durante el cual Venus retorna a la Tierra realizando una revolución adicional alrededor del Sol. Es fácil advertir que en el transcurso del período de conjunción, o sea, durante estos 583,92 días terrestres, en Venus transcurrirán 5 días solares exactamente: el Sol se levantará 5 veces sobre el horizonte de Venus. Y exactamente 4 veces el

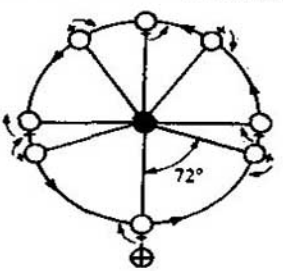


FIG. 17. Rotación de Venus y su revolución alrededor del Sol en el sistema de coordenadas de la Tierra inmóvil. En los momentos de conjunción Venus siempre está vuelto a la Tierra con la parte marcada con la cruz de su signo astronómico.

observador que se encontrara en Venus vería la salida de la Tierra si su atmósfera fuese transparente:

$$\frac{T_{conj}}{5} = (T_{\varphi}^{-1} - P_{\varphi}^{-1})^{-1} =$$

$$= 116{,}8 \text{ días solares de Venus;}$$

$$\frac{T_{conj}}{4} = (T_{\oplus}^{-1} - P_{\varphi}^{-1})^{-1} =$$

$$= 146{,}0 \text{ días "terrestres" de Venus.}$$

En los momentos de las conjunciones, cuando Venus se encuentra en la posición más cercana a la Tierra, dicho planeta nos muestra siempre el mismo sector de su superficie. En la fig. 17 ese lugar está marcado con la cruz del signo astronómico de Venus.

De este modo, los planetas que carecen de la regularidad representada en la fig. 14 tienen sus propias singularidades excepcionales de rotación. Precisamente esta circunstancia permite pensar que la regla "a un planeta grande le corresponde una rotación rápida" no es casual.

Cabe señalar otra diferencia seria entre la rotación de los planetas del grupo terrestre y la de los planetas gigantes. Mercurio, Venus, la Tierra y Marte giran como un todo único, como un sólido. En cambio, la velocidad de rotación de los planetas gigantes no es uniforme y depende considerablemente tanto de la latitud, como, por lo visto, de la profundidad. (Las velocidades angulares mostradas en la fig. 14 se han calculado a partir de los períodos de rotación de las zonas ecuatoriales.) Esto es testimonio de que los planetas gigantes no son cuerpos sólidos.

Hasta el momento hemos examinado tan sólo la cinemática de la rotación de los planetas, sin analizar las fuerzas internas engendradas en ellos por la rotación y gravitación. Y ahora abordemos el tema de la dinámica interior de los planetas.

4. FIGURAS DE LOS CUERPOS CELESTES

Parafraseando a León Tolstói podemos decir: todos los planetas y sus satélites grandes se parecen entre sí, cada asteroide y satélite pequeño es disforme a su manera *). La figura del Sol y los planetas es

*) Alusión a la primera frase – que se hizo proverbial – de la famosa novela de León Tolstói *Ana Karénina*: "Todas las familias felices se parecen entre sí, cada familia infeliz lo es a su manera".

una esfera algo aplastada debido a la rotación. La causa de ello radica en que la esfera es una configuración estable de un cuerpo pesado. ¿Pero por dónde pasa la frontera entre los cuerpos celestes grandes y los pequeños? ¿Comenzando desde qué masa, desde qué tamaño ellos adquieren forma esférica?

Los cuerpos celestes se vuelven esféricos por acción de su propia gravedad. La sustancia sólida de un asteroide pequeño puede conservar una forma arbitraria. Pero en el caso de que su masa sobrepase cierto límite, la aceleración de la caída libre en su superficie llegará a ser tan grande que una piedra no soportará la carga de propio peso: las partes prominentes del asteroide se derrumbarán aproximando su forma a la esférica. Intentemos apreciar la masa y las dimensiones de un cuerpo celeste que todavía es capaz de adquirir una forma arbitraria.

Supongamos que la masa del cuerpo celeste es m, y su densidad media es ρ. Entonces su volumen será igual a m/ρ y, por lo tanto, sus dimensiones constituirán alrededor de $R \sim (m/\rho)^{1/3}$. Nuestro objetivo no es obtener un resultado exacto, sino apreciar ese cuerpo. Para este fin no tienen importancia los factores numéricos que no se diferencian mucho de la unidad. Partiendo de tal circunstancia consideraremos R como el tamaño característico del cuerpo, sin preocuparnos por ahora de su forma.

La aceleración de la caída libre (o sea, la aceleración de la gravedad) en la superficie de un cuerpo celeste puede valorarse como $g \sim \sim Gm/R^2 \sim Gm^{1/3}\rho^{2/3}$. La misma está dirigida, aproximadamente, hacia el centro de masas del cuerpo. Evaluemos ahora la presión que se crea en su parte central por la acción de su propio peso. Como el lector sabe, la presión producida por una columna homogénea de altura R en el campo de gravedad g es $p = \rho gR$. En nuestro caso, la aceleración varía a lo largo del radio, de modo que dicha fórmula no es exacta, sin embargo, puede aplicarse para la evaluación. Así, en el interior del cuerpo celeste, la presión, según el orden de magnitud, es igual a

$$p \sim \rho gR \sim Gm^{2/3}\rho^{4/3}.$$

La presión que comprime la sustancia por todos los lados no destruye el material. Sin embargo, si la forma del cuerpo es irregular, no esférica, entonces, bajo la acción de la gravedad, en el mismo surgen además esfuerzos cortantes (o de cizallamiento). El esfuerzo es un término físico que describe la distribución de las fuerzas internas en el material. La presión también es un esfuerzo, pero tal que las fuerzas aplicadas a cada punto del cuerpo inciden sobre él por todos los lados de forma igual, isótropa. Además de la presión-esfuerzo de

compresión por todos los lados (fig. 18, *a*) – también es posible el esfuerzo cortante (de cizallamiento). Este surge en situación cuando las fuerzas actúan como se indica en la fig. 18, *b* y *c*.

En el líquido y el gas, bajo la acción de los esfuerzos de cizallamiento, se engendran corrientes. Por esta causa, para los gases y líquidos inmóviles es válida la ley de Pascal que el lector conoce, los esfuerzos en éstos son isótropos. Los sólidos contrarrestan elásticamente el esfuerzo cortante. Precisamente por eso resulta posible la existencia de la forma arbitraria de los cuerpos sólidos, y no sólo de los celestes: casi en todo cuerpo sólido existen esfuerzos cortantes. Si la forma del cuerpo celeste es distinta de la esférica, los esfuerzos cortantes en él son del mismo orden de magnitud que la presión: $\sigma \sim p \sim Gm^{2/3}\rho^{4/3}$.

Los sólidos resisten elásticamente al esfuerzo cortante, pero hasta un límite determinado para cada sustancia. Dicho límite es o bien el límite de destrucción de los cuerpos frágiles (éstos se agrietan y desmenuzan), o bien el límite de fluencia de los materiales plásticos. De uno o de otro modo, el límite de rotura existe para todos los sólidos; designémoslo por σ_m. Para los esfuerzos cortantes que superan σ_m, el sólido cambia irreversiblemente su forma.

A raíz de ello, la condición $\sigma \sim \sigma_m$ proporciona la evaluación de aquella masa crítica m_{cr} y de aquellas dimensiones críticas R_{cr} por encima de las cuales los cuerpos celestes pueden tener únicamente una forma próxima a la esférica. He aquí las fórmulas para la masa crítica y las dimensiones críticas:

$$m_{cr} \sim \frac{1}{\rho^2}\left(\frac{\sigma m}{G}\right)^{3/2}; \quad R_{cr} \sim \frac{1}{\rho}\left(\frac{\sigma m}{G}\right)^{1/2}.$$

En la tabla 4 se dan las evaluaciones para algunos materiales cósmicos y terrestres.

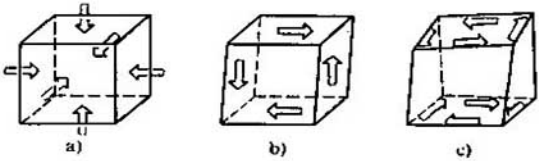


FIG. 18. Tensiones en un sólido: a) presión o compresión multilateral; b) cizallamiento y presión; c) dislocación neta o torsión.

TABLA 4 MASAS Y DIMENSIONES MÁXIMAS DE LOS CUERPOS SÓLIDOS CELESTES DISFORMES

	Hielo	Roca lunar	Granito	Hierro
Densidad (10^3 kg/m^3)	1,0	2,5	2,7	7,8
Resistencia a la rotura (N/m^2)	$3 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^7$	10^8	10^9
Masa m_{cr} (kg)	10^{19}	$3 \cdot 10^{19}$	$3 \cdot 10^{20}$	10^{21}
Dimensiones R_{cr} (km)	200	300	500	500

Las dimensiones de todos los planetas del sistema solar son mucho mayores que las críticas y todos ellos son realmente esféricos. En cambio, Fobos, satélite de Marte, se parece a una patata con dimensiones de 14 km × 11,5 km × 10 km, o sea, su tamaño es menor que el crítico. También Amaltea, satélite de Júpiter, tiene 265 km de longitud y tan sólo 150 km de diámetro. Un ejemplo más de un cuerpo cuyas dimensiones son próximas a las críticas, es Mimas, satélite de Saturno. Representa una esfera de 390 km de diámetro, con una masa de $3 \cdot 10^{19}$ kg y una densidad media, próxima a la del hielo de agua. Pero su superficie esférica se halla deformada por un profundo cráter de 130 km de diámetro, que es, a todas luces, una huella dejada por la caída de otro cuerpo celeste.

Es evidente que en los cuerpos celestes cuyas dimensiones son algo mayores que las críticas, la altura de las montañas puede ser comparable con el radio de los mismos. ¿Y cuál es la altura límite de las montañas en los planetas sólidos grandes?

En el interior de una montaña escarpada también surgen grandes esfuerzos de cizallamiento. Si, por ejemplo, una montaña de densidad ρ representa un cono de altura h, la presión media sobre su base es igual a $p = \rho g h/3$. Con una pendiente superior a 45° el esfuerzo de cizallamiento en algunos sectores de la montaña alcanza el valor de la presión p. Igualándolo otra vez al límite de resistencia a la rotura σ_m, obtenemos la fórmula para valorar la altura máxima de las montañas en los planetas:

$$h_{máx} \sim \frac{3\sigma_m}{\rho g}.$$

Para las montañas de granito de la Tierra, esta evaluación proporciona una altura límite igual a 11 km. Considerando que las características de las rocas de otros planetas son de la misma

naturaleza, obtendremos que en Venus no puede haber montañas más altas de 13 km; en Marte, de 30 km; y en Mercurio, de 30 km.

Y he aquí los datos reales de los puntos conocidos de máxima altura en los planetas: la Tierra, el monte Everest, 9 km; Venus, volcán Maxwell, 12 km; Marte, volcanes Arsia y Olimpo, 27 y 24 km, respectivamente.

Como ve el lector, las desviaciones de la superficie respecto a la media dependen, principalmente, de la aceleración de la gravedad en los planetas, y en comparación con su radio la altura de las montañas es pequeña. Debido a ello las figuras no sólo de los planetas gigantes, sino también de los planetas sólidos del grupo terrestre son próximas a su estado estable de equilibrio. Veamos ahora cómo influye la rotación sobre las figuras de los planetas.

Si un planeta de tamaño R mayor que el crítico, gira, su forma de equilibrio no es una esfera exacta, sino achatada en los polos. El radio ecuatorial R_{ec} de un planeta en rotación es mayor que la distancia del centro al polo R_{polo}. Al examinar la fig. 19 es fácil comprender que la figura estable del planeta posee una propiedad tal que su superficie en cualquier punto es perpendicular a la suma vectorial de las aceleraciones gravitacional y centrífuga. La relación de sus magnitudes $\omega^2 R/g = \omega^2 R^3/mG$ es el principal parámetro del cual depende la figura del planeta en rotación. Resulta que la compresión del planeta, o sea, la desviación relativa de su superficie respecto a la esfera, es próxima a la relación de las aceleraciones:

$$\frac{R_{ec} - R_{polo}}{R_{ec}} \approx \frac{\omega^2 R^3}{mG}.$$

Comprobemos esta afirmación por medio de la tabla 5.
Es evidente que esta fórmula elemental proporciona una concordancia bastante buena de las evaluaciones y las compresiones verdaderas de los planetas.

Sin embargo, la exacta teoría de equilibrio de una esfera líquida da

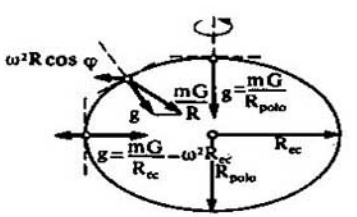


FIG. 19. Figura de equilibrio de un planeta en rotación. La normal a la superficie está dirigida a lo largo de la suma vectorial de las aceleraciones gravitacional y centrífuga.

TABLA 5 PERÍODOS DE ROTACIÓN Y COMPRESIÓN DE LOS PLANETAS

	R(m)	P(s)	$\frac{\omega^2 R^3}{mG}$	$\frac{R_{ec} - R_{polo}}{R_{ec}}$
Tierra	$6{,}37 \cdot 10^6$	86 164	1/289	1/298
Marte	$3{,}39 \cdot 10^6$	88 643	1/220	1/190
Júpiter	$7{,}14 \cdot 10^7$	35 430	1/11	1/15
Saturno	$6{,}03 \cdot 10^7$	36 840	1/6	1/9,5

para la Tierra una compresión de 1/299,67, mientras que su compresión real (con la misma precisión) es de 1/298,26, o sea, mayor que la calculada y, por consiguiente, corresponde a mayor velocidad de rotación de la Tierra: $1{,}002\omega_{\oplus}$. Veremos que esta última giraba con tal velocidad aproximadamente 10 millones de años atrás. Durante ese tiempo las rocas terrestres "fluyen" a un nuevo estado de equilibrio. Con tal retraso, la figura de la Tierra se ajusta a su rotación.

Así pues, la forma de la superficie terrestre es próxima a la de equilibrio. Por esta causa parece asombrosa la división precisa de dicha superficie en continental y oceánica. Los continentes se alzan sobre el fondo del océano a 4 ó 5 kilómetros. Semejante prominencia en forma de una montaña aislada no provoca extrañeza, pero el área

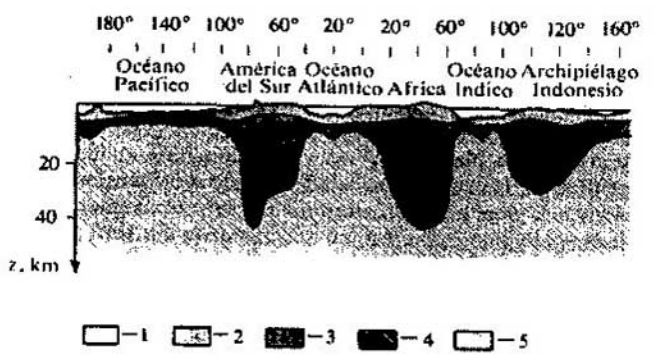


FIG. 20. Esquema de la estructura de la corteza terrestre en el corte ecuatorial.

de los continentes es enorme, constituyendo el 30% de toda la superficie terrestre. Es cierto que las fosas oceánicas están llenas de agua. Sin embargo, su densidad es de 2 a 3 veces menor que la de las rocas, y el agua no puede compensar la presión de su masa de cinco kilómetros de espesor. ¿Por qué, entonces, los continentes no se sumergen? Pues las rocas terrestres son bastante elásticas. Al parecer, tarde o temprano la superficie de la Tierra ha de hacerse más lisa. Pero, por cierta razón, semejante cosa no ocurre. ¿Cómo explicar este hecho?

Resulta que los continentes, en efecto, flotan. La corteza terrestre consta, principalmente, de dos rocas: de basaltos y de granitos. Estos se hallan cubiertos por una capa menos densa de rocas sedimentarias. A igual presión y temperatura la densidad de los basaltos es más alta que la de los granitos. Fíjense ahora en la fig. 20. Aproximadamente así están distribuidos los granitos, basaltos, rocas sedimentarias y el agua de los océanos en la sección ecuatorial de la Tierra. La masa continental de cinco kilómetros de espesor flota sobre "almohadones" de granito cuyo espesor es de 15 a 20 kilómetros. Bajo el granito y el basalto se encuentra el manto de la Tierra integrado por rocas aún más densas. Su composición no se conoce con exactitud, ya que por ahora no se ha logrado perforar la corteza terrestre hasta tales profundidades.

Los continentes flotan, pero sólo en sentido hidrostático. Ellos, efectivamente, se trasladan unos respecto a otros junto con los sectores contiguos de la corteza oceánica. Cambian su posición recíproca con una velocidad del orden de varios centímetros al año. La repetición de la línea costera de Africa y América del Sur, que salta a la vista al echar una ojeada a la esfera terrestre, no es casual: cerca de 200 millones de años atrás estos continentes constituían uno solo. Coincide también la estructura geológica de las costas opuestas del intervalo en expansión que se encuentra entre ellos, o sea, del océano Atlántico.

Hace unos 100 millones de años Australia formaba un todo único con la Antártida. Pero el centro de este protocontinente no se encontraba cerca del polo Sur, sino, aproximadamente, a 60° de latitud Sur. Hace poco, en la Antártida fueron hallados huesos de animales didelfos que en la época moderna sólo viven en Australia.

La hipótesis sobre la deriva (o desplazamiento) de los continentes fue sugerida ya en 1912 por el geofísico alemán Wegener. Después, durante muchos años, dicha hipótesis se consideró inconsistente. Cobró nueva vida tan sólo en los años 60, pero como teoría corroborada por diversos datos sobre la estructura del fondo oceánico. Esta teoría lleva el nombre de nueva tectónica global

o tectónica de las placas. Su tesis principal consiste en que se desplazan no los propios continentes, sino las placas, o sea, los sectores grandes de la corteza terrestre que incluyen tanto los continentes como los sectores contiguos del fondo oceánico. Hay seis placas principales: Euroasiática, Africana, Antártica, Indoaustraliana, Americana y del Pacífico. Entre ellas se encuentran varias placas algo más pequeñas que se mueven, en parte, independientemente.

En unos límites de las placas se forma una corteza nueva. Todos esos límites están dispuestos en los océanos. Por ejemplo, a todo lo largo de la parte central del océano Atlántico se extiende una dorsal submarina. A partir de ella la corteza terrestre se acrecienta por un lado hacia la placa Americana, y por otro lado, hacia la Africana y la Euroasiática. También existen límites donde las placas chocan. En estos sitios tiene lugar la sumersión de una de ellas por debajo de la otra. Un ejemplo característico de semejante zona es el Extremo Oriente, donde la placa del Pacífico se hunde bajo la Euroasiática.

Si bien la formación de la nueva corteza transcurre con relativa tranquilidad, el enterramiento de la corteza vieja va acompañado de fuertes terremotos y erupciones de volcanes. La causa de los terremotos es el rozamiento en los límites de las placas en movimiento. Las tensiones de cizalladura acumuladas sobrepasan de vez en cuando el límite de resistencia de las rocas, por cuya causa, precisamente, surgen las sacudidas violentas de la corteza terrestre. Las erupciones de los volcanes están relacionadas con el calentamiento de la capa sedimentaria de la placa que se hunde. En el proceso de ese calentamiento se producen reacciones químicas. Los productos gaseosos de dichas reacciones, fundamentalmente vapor de agua y gas carbónico, se elevan. Su salida a la superficie forma una cadena volcánica a lo largo del límite de las placas que chocan.

Lamentablemente, un relato más detallado sobre tales fenómenos interesantísimos de la naturaleza rebasa los marcos de este libro. Sólo nos detendremos en la cuestión acerca del manantial de energía de los fenómenos tectónicos.

En los procesos geológicos tiene lugar la diferenciación, o sea, la separación de la sustancia en el campo de gravedad: las rocas de mayor densidad descienden, por excelencia, y las más ligeras suben. Por esta razón, las fuerzas que actúan sobre los bloques de las distintas rocas son análogas a las fuerzas de Arquímedes en el líquido, y la energía que, en fin de cuentas, condiciona la movilidad de la tierra firme, no es sino la energía potencial de las masas de diversa composición química en el campo de gravedad. Durante los fenómenos tectónicos esa energía se libera en forma de calor.

Todavía no están del todo claros los mecanismos concretos que

provocan la deriva de los continentes, es decir, el movimiento de las placas. Sin embargo, es interesante que en algunos otros planetas y satélites también se han descubierto manifestaciones de actividad tectónica: erupciones de volcanes. Eso demuestra que también allí en las profundidades, se desarrollan procesos similares.

¿No es verdad que los cuerpos celestes recuerdan en algo a los seres vivos considerados a escala cósmica de tiempo y espacio? En el transcurso de centenares de millones de años se modifica la superficie de los planetas y satélites, reflejando las transformaciones de la estructura físico-química de las profundidades. Los cuerpos celestes de dimensiones pequeñas, después de agotar sus reservas de energía y enfriarse, parece como si muriesen, mientras que los cuerpos grandes viven mucho tiempo. La complejidad singular de la vida geológica de la Tierra y su larga evolución están relacionadas, como veremos, con su satélite macizo y relativamente cercano, la Luna.

5. LA TIERRA Y LA LUNA

Nuestro planeta posee tan sólo un satélite natural. Sin embargo, la Luna es un fenómeno único en el sistema solar. Actualmente no hay otro ejemplo donde la influencia del satélite sobre el planeta sea tan grande como la que ejerce la Luna sobre la Tierra. Este párrafo está dedicado precisamente a detallar en qué se manifiesta dicho influjo y cuáles son los mecanismos de su acción recíproca.

La relación entre la masa de la Luna y la de la Tierra es igual a $m_{\mathbb{C}}/m_{\oplus} = 1/81{,}3$. Sólo Plutón y su satélite Carón tienen, posiblemente, mayor relación análoga de masas, pero la evolución del referido sistema planetario, por lo visto, ya ha terminado: esos dos cuerpos celestes muestran siempre uno a otro un solo hemisferio. En cuanto a otros planetas, las masas de sus satélites no constituyen ni siquiera una milésima parte de la masa del propio planeta.

La distancia media hasta la Luna, $a_{\mathbb{C}} = 3{,}84 \cdot 10^8$ m, es 60 veces mayor que el radio de la Tierra. En el sistema solar existen satélites que giran alrededor de sus planetas a distancias relativamente más cercanas, pero en ninguna parte se pueden observar eclipses de Sol tan hermosos como en la Tierra. El lector seguramente conoce sus causas. Y su peculiaridad en la Tierra reside en que los diámetros angulares del Sol y la Luna son próximos entre sí. Debido a la elipticidad de las órbitas de la Tierra alrededor del Sol, y de la Luna alrededor de la Tierra ($e = 0{,}055$), estos diámetros angulares no son constantes. El diámetro del Sol oscila dentro de los límites de 31',5 a 32',5, y el de la Luna varía de 29',4 a 33',5. Semejante cruce "accidental" de circunstancias ocurre tan sólo en la Tierra y el mismo nos da la

posibilidad de observar tanto eclipses totales de Sol cuando el disco lunar oculta el Sol, como eclipses anulares cuando las dimensiones visibles del Sol son mayores que las de la Luna. El eclipse de Sol es un fenómeno poco frecuente para cada localidad dada, pero para la Tierra en general ocurren 43 eclipses de Sol durante 18 años.

El eclipse es un fenómeno simple desde el punto de vista físico. Por eso nos despedimos de su belleza y pasamos a las influencias dinámicas de la Luna que para nosotros revisten el mayor interés.

La fuerza de atracción entre la Tierra y su satélite constituye $Gm_{\oplus}m_{\leftmoon}/a^2$ y es la que provoca el movimiento orbital de la Luna con un período $T_{\leftmoon} = 27{,}3$ días. Una fuerza de igual magnitud también acciona sobre la Tierra. Con ese mismo período la Tierra gira alrededor del centro de masas del sistema Tierra–Luna. Cuando nos referíamos a la órbita terrestre, teníamos en cuenta, precisamente, la órbita. del centro de masas o la de la Tierra, promediada conforme a las oscilaciones mensuales. Es fácil hallar que las desviaciones de la Tierra respecto a esta órbita media, bajo la acción de la atracción lunar, por su amplitud constituyen $a_{\leftmoon} m_{\leftmoon}/m_{\oplus} = 4700$ km. La trayectoria de nuestro planeta alrededor del Sol es algo ondulada. Cada plenilunio, cuando el Sol y la Luna se disponen por distintos lados de la Tierra, nosotros nos encontramos a un radio terrestre y medio más cerca del Sol que en el novilunio inmediato. No obstante, estas oscilaciones mensuales son mucho menores que las variaciones anuales de la distancia hasta el Sol, debidas a la excentricidad de la órbita terrestre. Las mismas son importantes para las observaciones astronómicas precisas de los cuerpos del sistema solar. Ignoramos otras consecuencias físicas esenciales de tal movimiento ondulado de la Tierra. Ahora bien, la acción entre el movimiento de la Luna y la rotación de la Tierra conduce a varias consecuencias importantes tanto en su manifestación cotidiana como en la historia de nuestro planeta.

Comencemos explicando cualitativamente la precesión del eje terrestre. Ya Newton sabía que precisamente la Luna era la causa principal de dicha precesión. Esta surge como resultado de la atracción gravitacional no uniforme hacia la Luna y el ensanchamiento ecuatorial de la figura terrestre.

Sólo de una forma muy aproximada se puede considerar que la órbita de la Luna es una elipse. Debido a la acción del Sol y los planetas, el plano de la órbita lunar y la dirección hacia el perihelio cambian muy rápidamente, con períodos de varios decenios. Y como recordará el lector, el período de precesión es mucho más largo. Por lo tanto, para comprender la causa de ésta no es importante dónde precisamente se encuentra la Luna en cada instante dado. Sin

embargo, es importante saber con qué frecuencia, durante esos 26 mil años, la Luna se encontrará en los puntos cercanos a la órbita contemporánea y qué aspecto tendrá la "rosquilla", o sea, el toro formado por las numerosas órbitas lunares durante ese largo tiempo (fig. 21). El radio exterior de dicho toro es próximo a la distancia hasta el apogeo $a_{\mathbb{C}}(1 + e_{\mathbb{C}})$, y el interior, a la distancia hasta el perigeo $a_{\mathbb{C}}(1 - e_{\mathbb{C}})$. El espesor de tal rosquilla es aproximadamente igual a $2a_{\mathbb{C}}$ tg i, donde $i = 5°9'$ es la inclinación media de la órbita lunar hacia el plano de la eclíptica. La rosquilla del conjunto de órbitas lunares permanece paralela al plano de la eclíptica, puesto que las modificaciones de las órbitas ocurren bajo la influencia del Sol y los planetas.

Si ahora distribuimos mentalmente la masa de la Luna por todo el volumen de la referida rosquilla, su influjo sobre la Tierra será igual al influjo de la Luna, promediado durante un tiempo muy largo. Pero ahora es más fácil comprender cómo se halla dirigido este influjo. El achatamiento de la Tierra no es grande, constituye tan sólo 1/300, pero es suficiente para que la atracción que la rosquilla ejerce sobre el ensanchamiento ecuatorial de la figura de la Tierra cree un par de fuerzas, mejor dicho, un momento de fuerzas. Este tiende a girar la Tierra de tal modo que el ecuador coincida con el plano de la eclíptica, y el eje de rotación de la Tierra, con el eje de la rosquilla de las órbitas lunares.

Las leyes de la mecánica de un cuerpo en rotación son bastante complicadas. El lector sabe que un trompo en giro no se comporta igual, ni mucho menos, que uno que no gira: no se cae a un costado, sino que sigue girando. En este caso el eje de rotación del trompo realiza una precesión, es decir, describe un cono. De la misma manera,

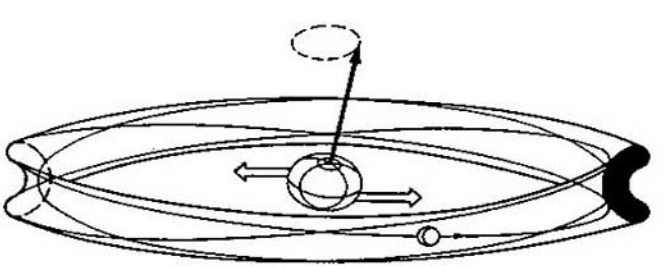


FIG. 21. Toro de todas las órbitas lunares posibles y fuerzas que provocan la precesión de la Tierra.

el eje de la Tierra, por acción del momento de fuerzas, no adquiere inmediatamente una posición estable. El mismo realiza una precesión alrededor de la perpendicular a la eclíptica. Quienes conocen la dinámica del cuerpo en rotación pueden traducir con facilidad todos estos razonamientos al lenguaje de evaluaciones numéricas y obtener para el período de precesión de la Tierra, la siguiente expresión:

$$T_{\gamma} \sim P_{\oplus} \frac{m_{\oplus}}{m_{\mathbb{C}}} \left(\frac{a_{\mathbb{C}}}{R_{\oplus}} \right)^3 \sim 5 \cdot 10^4 \text{ años.}$$

La evaluación proporciona un resultado que concuerda bastante bien con el verdadero.

Si la Luna no existiera, el eje terrestre, a pesar de todo, realizaría precesiones bajo el influjo análogo del Sol y los planetas, pero el período de precesión constituiría entonces alrededor de 100 mil años. La influencia total del sistema solar no sólo provoca precesiones con ángulos constantes de inclinación, sino también conduce a la variación lenta del propio ángulo de inclinación ε del eje terrestre respecto a la eclíptica. En la fig. 22 se ofrecen los resultados de los cálculos exactos de cómo cambiará la magnitud ε en el futuro. Así mismo era el carácter de variación del ángulo de inclinación ε en el pasado: el principal período de sus oscilaciones constituye 41 mil años, y la envolvente de las amplitudes oscila con un período de 200 mil años. Estas pequeñas variaciones de la inclinación del eje de la Tierra hacia el plano de la eclíptica, modifica el clima de nuestro planeta. Sobre esto hablaremos al final del libro.

Por supuesto, el efecto más notorio de la vecindad cercana de un satélite grande no es la precesión, sino el fenómeno de mareas. Dos veces en el transcurso de 24 horas o, mejor dicho, cada 12 horas 25 minutos, el nivel de los mares abiertos asciende, aproximadamente, un metro, y después, al cabo de seis horas, el mar retrocede. Las mareas,

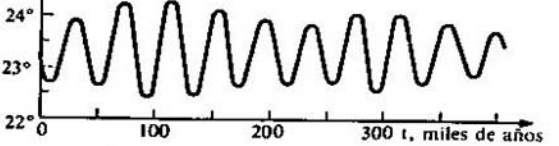


FIG. 22. Variación del ángulo de inclinación del eje terrestre en los próximos 400 mil años.

o sea, los flujos y reflujos, son una manifestación evidente de la deformación pequeña de la figura de la Tierra por acción de la atracción lunar. ¿Por qué, entonces, el período principal de los flujos es próximo a doce horas? Pues durante la rotación de la Tierra, cada uno de sus puntos se acerca a la Luna con un período de

$$(P_{\oplus}^{-1} - T_{\leftmoon}^{-1})^{-1} = 24 \text{ horas } 50 \text{ minutos},$$

lo cual supera dos veces el período de los flujos. ¿Por qué, pues, surgen dos crestas de flujos que recorren la Tierra durante su rotación?

Como recordará el lector, la fuerza de atracción de la Luna provoca el movimiento de la Tierra alrededor del centro de masas Tierra–Luna con una aceleración $Gm_{\leftmoon}/a^2$. Sin embargo, ésta influye sobre el cuerpo de masa m, situado en la Tierra más cerca de la Luna, con una fuerza $Gmm_{\leftmoon}/(a_{\leftmoon} - R_{\oplus})^2$, y sobre un cuerpo igual, situado en la parte opuesta de la Tierra, con una fuerza $Gmm_{\leftmoon}/(a_{\leftmoon} + R_{\oplus})^2$. Resulta que el primer cuerpo debe acelerarse más que la Tierra en término medio, y el segundo, menos. Por eso la cresta del flujo en el hemisferio de la Tierra dirigido hacia la Luna surge a causa de que dicho hemisferio es intensamente atraído por la Luna, mientras que la cresta en el hemisferio opuesto de la Tierra se debe a que la atracción de esta última es, en término medio, más fuerte que la de su hemisferio alejado. Esas crestas se muestran en la fig. 23 de forma exagerada.

Los razonamientos expuestos permiten obtener la siguiente valoración de la deformación de la figura de la Tierra bajo la acción de la atracción lunar: la altura del flujo ascendente por el orden de su magnitud es igual a

$$\delta R_{\oplus} \sim R_{\oplus} \frac{m_{\leftmoon}}{m_{\oplus}} \left(\frac{R_{\oplus}}{a_{\leftmoon}}\right)^3 \sim 0{,}36 \text{ m}.$$

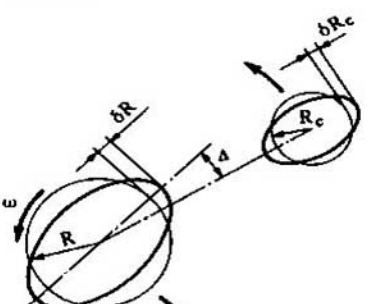


FIG. 23. Esquema de las mareas en un planeta en rotación y en su satélite.

Semejante evaluación de la altura del flujo en la Tierra es más o menos justa para la envoltura sólida, o sea, para la corteza terrestre. Ahora bien, el océano, cuya densidad es menor que la de la corteza terrestre, reacciona más fuerte que la tierra firme frente a la influencia de las mareas. Dicho sea de paso, la altura media del flujo ascendente en alta mar constituye no más de medio metro.

La altura observada del flujo ascendente crece considerablemente cerca de las costas. Los flujos más altos se observan en los golfos que se estrechan y en los mares de Behring y de Ojotsk poco profundos que absorben la energía de los flujos del océano Pacífico. En general, los flujos de mar son sobre todo fuertes en la latitud geográfica φ de cerca de 50°, tanto Norte como Sur. Allí las crestas de los flujos se mueven por la superficie de la Tierra con una velocidad $\omega_\oplus R_\oplus \times$ $\times \cos \varphi \simeq 290$ m/s, la cual resulta próxima a la velocidad de propagación de las olas más largas en el océano. Debido a ello, el flujo parece como si se transportase por la ola oceánica reforzándose al mismo tiempo. La diferencia máxima entre la pleamar y la bajamar se ha registrado en la bahía de Fundy, en Canadá, en el paralelo 45° de latitud Norte: en este punto alcanza ¡18 metros!

Los flujos y reflujos de mar son los más patentes para nosotros. Sin embargo, no se debe olvidar el hecho de que la influencia de las mareas también perturba la atmósfera de la Tierra: la misma también resulta algo alargada hacia la Luna y hacia el lado opuesto. Ese alargamiento de la atmósfera provoca oscilaciones de la presión atmosférica en la superficie, las cuales son insignificantes en comparación con sus fluctuaciones respecto a la presión media al manifestarse cambios del tiempo.

Las mareas en la Tierra son provocadas no sólo por la Luna, sino también por el Sol. La altura del flujo solar puede apreciarse justamente igual que la altura del flujo lunar:

$$\delta R_\oplus^{(\odot)} \sim R_\oplus \frac{m_\odot}{m_\oplus} \left(\frac{R_\oplus}{a_\oplus} \right)^3 \sim 0{,}16 \text{ m}.$$

De aquí se deduce que la acción ejercida por el Sol sobre las mareas es dos veces menor que la acción ejercida por la Luna. La altura de las mareas es máxima cuando el Sol y la Luna actúan conjuntamente. Es fácil comprender que tal situación surge en plenilunio y novilunio, cuando el Sol, la Tierra y la Luna se hallan dispuestos en una recta.

La atracción de la Luna provoca mareas en la Tierra. ¿Y la Tierra también provoca mareas en la Luna? Estimemos qué deformación de la figura lunar debe surgir a consecuencia de la atracción terrestre:

$$\delta R_{\text{☾}} \sim R_{\text{☾}} \frac{m_{\oplus}}{m_{\text{☾}}} \left(\frac{R_{\text{☾}}}{a_{\text{☾}}} \right)^3 \sim 13 \text{ m}.$$

Un poco más tarde volveremos al problema relacionado con la figura de la Luna: ésta se halla deformada no en una decena de metros, sino de un modo mucho más serio.

Existe un efecto más, y muy importante, de la vecindad cercana de un satélite grande. Actualmente, dicho efecto en ninguna parte del sistema solar se manifiesta tan fuerte como para la Tierra. ¡La Luna frena la rotación de nuestro planeta!

Observen otra vez la fig. 23. La Tierra gira alrededor de su eje con mayor velocidad angular que la Luna alrededor de la Tierra. Por eso la rotación de la Tierra arrastra un poco tras sí las crestas del flujo, por lo cual éstas resultan dispuestas no exactamente en la recta Tierra – Luna, sino que permanecen un poco viradas hacia la rotación de la Tierra. Este ángulo de arrastre es valorado en 2°. La asimetría de atracción de las crestas de las mareas hacia la Luna, provocada por el referido desplazamiento, crea un pequeño momento de fuerzas que reduce la velocidad de la rotación terrestre. Los cálculos demuestran que el valor de la velocidad angular de la Tierra debe disminuir cada año $2 \cdot 10^{-10}$ aproximadamente. Por consiguiente, la duración del día debe incrementarse cada año en un valor del orden de $2 \cdot 10^{-5}$ s. ¿Es posible registrar experimentalmente tal reducción insignificante de la velocidad de rotación?

La precisión relativa del reloj atómico moderno constituye 10^{-14}, es decir, su error por año no pasa de $3 \cdot 10^{-7}$ s. Sin embargo, la medición directa de la reducción secular de la velocidad de rotación de la Tierra es obstaculizada por las fluctuaciones considerables de la rotación en las estaciones del año, las cuales son provocadas, principalmente, por los vientos atmosféricos. La masa de la atmósfera constituye 10^{-6} de la masa de la Tierra. Por cuanto la atmósfera no se halla ligada rígidamente con la tierra firme, su rotación, en parte, es independiente. Por eso los vientos periódicos (monzones) conducen a que en abril el día sidéreo de la Tierra sea varias diezmilésimas de segundo más largo que en agosto. En el fondo de tales fluctuaciones es difícil medir exactamente la pequeña reducción constante de la rotación.

Sin embargo, las primeras mediciones de la reducción secular de la velocidad de rotación se llevaron a efecto cuando todavía no existía el reloj atómico. Precisamente la Luna ayudó a realizarlas, mejor dicho, no la propia Luna, sino los eclipses de Sol provocados por ella. Para comprender cómo se logró eso, veamos a qué ángulo se retrasa la

Tierra a causa de la reducción de la velocidad de rotación, supongamos, durante $t = 2000$ años $= 6{,}31 \cdot 10^{10}$ segundos. Adoptemos, para la magnitud del retardo, el valor $-\dot{\omega} = 4{,}81 \cdot 10^{-22}\ s^{-2}$, que es el más fiable según los datos modernos. Análogamente a la fórmula del camino cuando el movimiento es uniformemente retardado, para la magnitud del ángulo de retraso obtendremos $\delta = -\dot{\omega}t^2/2 = 55°$. La Tierra gira a tal ángulo durante 3,5 horas.

Si ahora consideramos constante la velocidad de rotación de la Tierra y calculamos las circunstancias de los eclipses totales de Sol en la antigüedad, resultará que dichos eclipses deberían ser observados varias decenas de grados más al oeste que los puntos donde realmente fueron registrados. Precisamente los testimonios históricos de varios eclipses de Sol antes de nuestra era, dieron la posibilidad de hacer las primeras estimaciones de la reducción secular de la velocidad de rotación de la Tierra.

El momento de fuerzas que reduce la velocidad de rotación de la Tierra es provocado por la Luna. Al mismo tiempo, éste aumenta el momento orbital de impulso de la Luna. Fíjense una vez más en la fig. 23: las crestas de marea de la Tierra "arrastran" en pos suyo la Luna. A causa de tal acción, la Luna se aleja muy lentamente de la Tierra. La distancia media hasta ella aumenta 3 cm al año. Es interesante que el tiempo característico de la evolución del sistema Tierra – Luna resulta precisamente del orden de la edad del sistema solar.

Hasta la fecha no sabemos con exactitud cómo se formó la Luna. Sin embargo, en el pasado, ésta se encontraba, indudablemente, más cerca de la Tierra. Examinemos su figura desde este punto de vista. Las trayectorias de los satélites artificiales de la Luna han demostrado que el centro de masas de ésta se halla desplazado, hacia el lado de la Tierra con respecto a su centro geométrico, unos dos a tres kilómetros y no una decena de metros, ni mucho menos, como lo exigiría el equilibrio hoy día. Tal alteración de la figura de la Luna era semejante a su figura de equilibrio cuando nuestro satélite se encontraba 5–6 veces más cerca de la Tierra que ahora.

Es posible que miles de millones de años atrás, las grandes fuerzas de las mareas contribuyeron a que la Luna muestre siempre un mismo hemisferio a la Tierra, y que su cuerpo "recuerde" la gran marea de aquella época. Recuérdense que también la Tierra tiene ahora una figura que corresponde a su velocidad de rotación en el pasado. Pero la "memoria" de la Tierra es más corta: "nada más" que unos diez millones de años.

La reducción de la velocidad de rotación de la Tierra modifica su figura de equilibrio. La variación de la figura del planeta depende del

movimiento de las masas que lo componen, lo cual también se refleja en su aspecto exterior. Esto significa que la historia geológica de nuestro planeta está todavía muy lejos de ser consumada. Tenemos por delante aún varios miles de millones de años antes de que las mareas frenen definitivamente la rotación de la Tierra respecto a la Luna, de tal modo que nuestro planeta muestre siempre a ésta un mismo hemisferio.

Capítulo III

EL SOL, MANANTIAL DE ENERGÍA

1. PRIMEROS DATOS ACERCA DEL SOL

La descripción ulterior de la Tierra, de su atmósfera y del océano, así como de su clima, es imposible sin el relato acerca de nuestro Astro, el Sol, que es el manantial principal de energía del sistema solar. Realicemos un corto viaje al Sol y a sus profundidades donde en las transmutaciones nucleares nace la energía solar. A cada viaje, también al teórico, debe preceder una preparación. También necesitaremos un pequeño bagaje de conocimientos preliminares sobre el Sol, una información sobre éste que el lector, posiblemente, ya conozca bien.

Como usted sabe, el Sol está alejado de la Tierra a una distancia $a_{\oplus} = 1{,}496 \cdot 10^{11}$ m, en término medio. Nuestro Astro, a esta distancia tiene el aspecto de un disco muy brillante, con un diámetro angular algo mayor de medio grado, mejor dicho, igual a $9{,}3 \cdot 10^{-3}$ radianes. Una vez conocidos estos datos, es fácil calcular el radio del Sol: $R_{\odot} = 6{,}96 \times 10^{8}$ m, o sea, es 109 veces mayor que el radio de la Tierra.

Según la ley de gravitación universal y del movimiento de los planetas, la masa del Sol constituye $m_{\odot} = 1{,}99 \cdot 10^{30}$ kg. Basándose en esa misma ley también es fácil hallar la aceleración de la caída libre (aceleración de la gravedad) en la superficie del Sol: $g_{\odot} = Gm_{\odot}/R_{\odot}^2 = 274$ m/s^2, es decir, la misma es casi treinta veces mayor que la terrestre. Calculemos ahora la densidad media de nuestro Sol:

$$\rho_{\odot} = \frac{3m_{\odot}}{4\pi R_{\odot}^3} = 1{,}41 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3.$$

A primera vista, este resultado parece asombroso. Pues la masa del Sol es tan colosal, y la aceleración en su superficie es tan grande, que, al parecer, también la sustancia solar debería permanecer fuertemente comprimida. Pero, en realidad, la densidad media del Sol es algo mayor que la del agua y bastante menor que la densidad media de la Tierra $\rho_{\oplus} = 5{,}52 \cdot 10^3$ kg/m^3. Como veremos, eso se debe a la baja masa molecular del gas solar y a las altas temperaturas reinantes en las entrañas de nuestro Astro. ¿Y qué se puede decir de la temperatura del Sol después de un estudio somero?

Recuerden las leyes de radiación térmica, de las que hablamos en el primer capítulo. Para averiguar la temperatura de la superficie solar es necesario, ante todo, investigar el espectro de la luz del Sol, hallando qué parte de energía corresponde al pequeño intervalo de frecuencias $d\omega$ para todas las frecuencias de la radiación solar. Echen una ojeada a la fig. 24. Resulta que el espectro solar es bastante parecido al de Planck para la radiación térmica de equilibrio, y la temperatura de la superficie del Sol $T_\odot = 5780$ K. Es interesante señalar que, a tal temperatura, la energía máxima es irradiada precisamente en el sector del espectro que resulta sensible para el ojo humano, es decir, en el intervalo de longitudes de onda de 400 a 800 nm. ¿No será eso casual? Es poco probable. Por lo visto, los ojos de los seres vivos deben adaptarse al sector más brillante del espectro de la luz que les rodea.

La temperatura de la superficie del Sol puede determinarse también mediante otro experimento. Se puede medir qué cantidad de energía en todo el espectro es traída por los rayos solares en un segundo sobre la unidad de área, digamos, sobre un metro cuadrado de la superficie terrestre dirigida hacia el Sol. Como veremos, esta magnitud, $s_\odot$, es muy importante para la explicación del clima de la Tierra. Resulta que es prácticamente invariable: el flujo de energía que proviene del Sol no cambia. Por esta razón, precisamente, la magnitud $s_\odot$ lleva el nombre de constante solar. En cuanto a su medición es

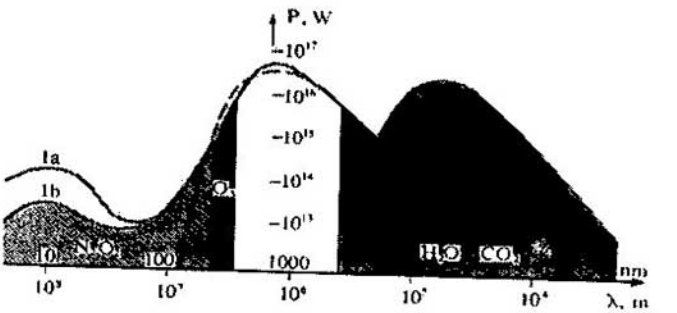


FIG. 24. Distribuciones espectrales de la energía. 1a, energía que llega a la Tierra cuando el Sol permanece tranquilo; 1b, energía que llega a la Tierra cuando el Sol se halla en actividad; 2, espectro térmico de equilibrio a la temperatura de 5870 K; 3, espectro térmico de la Tierra a la temperatura de 257 K. Con rayado están representadas las zonas de absorción de los gases de la atmósfera terrestre.

mejor hacerlo desde un satélite, encontrándose fuera de los límites de la atmósfera terrestre que absorbe parte de la radiación solar. La constante solar es igual a $1{,}36 \times 10^3$ W/m^2.

Este flujo de energía incide sobre la superficie terrestre dirigida hacia el Sol. Pero éste emite luz igualmente por todos los lados, por consiguiente, tal es la potencia de los rayos solares que inundan cada metro cuadrado de toda la esfera de radio $a_\oplus$ alrededor del Sol. Multiplicando $s_\odot$ por el área de la superficie de dicha esfera, se puede averiguar qué energía irradia el Sol en un segundo. Esta magnitud se denomina luminosidad del Sol: $L_\odot = 4\pi a_\oplus^2 s_\odot = 3{,}83 \times 10^{26}$ W.

Claro está que todo el flujo de energía solar pasa también a través de la superficie del Sol. ¿Cuál es allí la densidad del flujo de energía, es decir, qué potencia es irradiada por un metro cuadrado de la superficie del Sol? Dividamos la luminosidad de éste por el área de su superficie $4\pi R_\odot^2$, obteniendo que la densidad del flujo de radiación o, con otras palabras, la luminancia del Sol es igual a $S = L_\odot / 4\pi R_\odot^2 = 6.29 \cdot 10^7$ W/m^2.

Ahora bien, conocemos la ley de Boltzmann que relaciona la densidad del flujo S con la temperatura de la superficie radiante. A raíz de ello, la temperatura de la superficie del Sol puede calcularse también por medio de otro procedimiento. Esta resulta la misma que la hallada por el espectro solar: $T_\odot = (S/\sigma)^{1/4} = 5780$ K.

No obstante, el espectro del Sol se diferencia un poco del espectro de radiación del cuerpo negro incluso en aquella zona de la fig. 24 donde los mismos coinciden. Estas pequeñas diferencias portan la información acerca de qué elementos químicos se hallan presentes en el Sol. Se trata de que cada átomo tiene su propio espectro de radiación, característico tan sólo para él mismo, espectro que consta de unas líneas muy estrechas. Ya a principios del siglo pasado, el óptico alemán José Fraunhofer descubrió en el espectro del Sol gran cantidad de rayas (o líneas) oscuras. Resultó, además, que las longitudes de onda en cuyo espectro se han revelado rayas oscuras de Fraunhofer, corresponden exactamente a los espectros de los elementos químicos. En el apartado dedicado a la superficie del Sol nos referiremos al problema de por qué las rayas de Fraunhofer son oscuras. Entre tanto, es importante el hecho de que, basándose en la intensidad de las rayas de elementos diferentes, se ha podido establecer el contenido relativo de esos elementos cerca de la superficie del Sol. Por cuanto se sabe que tanto la atmósfera, como las entrañas del Sol hasta grandes profundidades están muy mezcladas, esa misma composición puede considerarse próxima a la composición media del Sol.

Resultó que, por el número de átomos, el Sol consta en un 90,7%

de hidrógeno, y en un 9,1% de helio, los demás elementos están representados en cantidades insignificantes. Pero el helio, en cuanto a su masa, aporta mucho más, el 27%, debido a que la masa de su átomo es cuatro veces mayor que la del átomo de hidrógeno. Reviste interés señalar que el helio fue descubierto por primera vez precisamente en el Sol a base de su espectro de Fraunhofer, distinto al de los demás elementos, mientras que en la Tierra fue revelado mucho más tarde. Su nombre también proviene del griego "helios", que significa "Sol".

Acuérdense que la teoría cosmológica de formación de elementos, de la que hablamos en el cap. I, predice aproximadamente la misma porción másica de helio. Sin embargo, la materia primaria preestelar no contenía en absoluto elementos pesados, mientras que el Sol, además de hidrógeno y helio, contiene casi todos los demás elementos de la tabla de Mendeléiev. Pero su porción másica general no es grande, menos del 3%. Entre ellos, los más abundantes son el oxigeno, el nitrógeno y el carbono. Fíjense en la fig. 25, que representa la abundancia de elementos en todo el sistema solar, teniendo en cuenta que el Sol constituye la parte abrumadora de su masa. Cabe destacar la siguiente particularidad interesante: la cantidad de elementos con números pares es, en término medio, diez veces mayor que la cantidad de sus vecinos con números impares. Cualitativamente, tal relación se

FIG. 25. Abundancia de elementos en el sistema Solar con respecto a la abundancia de hidrógeno. Las líneas continuas unen los puntos de los elementos con números impares, y las de trazos, los puntos de los elementos con números pares.

hace comprensible cuando nos enteremos de cómo en las entrañas de las estrellas se forman los demás elementos a partir del hidrógeno y el helio.

2. LAS ENTRAÑAS DEL SOL

¿Por qué las estrellas brillan? ¿De dónde proviene la enorme energía irradiada ininterrumpidamente por la superficie solar? ¿Cómo está estructurado el Sol en su interior? Puede parecer que dichas preguntas de por sí carecen de sentido, que es imposible averiguar todo eso, pues el hombre no puede estar allí. Incluso los instrumentos hechos por el hombre no pueden soportar las enormes temperaturas y presiones que reinan en las entrañas del Sol. No obstante, ya conocemos, con alta certeza, mucho de lo que sucede en las entrañas de las estrellas y el Sol. Y por muy extraño que parezca, ni siquiera cuesta gran trabajo comprenderlo.

La posibilidad de investigar las entrañas de las estrellas nos la ofrece la teoría. Sin embargo, ¿acaso conviene dar crédito a los razonamientos teóricos basados en los experimentos realizados por los moradores de la Tierra? Pues los experimentos en ésta se llevan a efecto en condiciones muy diferentes a las de las estrellas. La respuesta en este caso es la siguiente: hay que tratar de calcular la estructura del Sol suponiendo que nuestras ideas teóricas son fiables. Si los resultados son razonables y concuerdan con las observaciones, eso significa que las principales tesis teóricas también son válidas en condiciones insólitas. ¿Qué les parece si lo intentamos?

Al principio procuraremos hallar cierta relación entre la presión, la temperatura y la densidad de la sustancia que integra el Sol. En la superficie de éste, el gas consta primordialmente de átomos neutros, puesto que las moléculas de hidrógeno, a la temperatura de la superficie solar, se desintegran en átomos aislados. Pronto veremos que la temperatura en las entrañas del Sol es muy grande comparándola no sólo con los patrones terrestres, sino también con la temperatura de su superficie. Ya a poca profundidad la temperatura es tan enorme que se desintegran no sólo las moléculas, sino también los átomos. Los electrones de las envolturas atómicas se separan de los núcleos y el gas se convierte en plasma.

El plasma es una mezcla eléctricamente neutra de electrones que llevan carga negativa y de núcleos de átomos que llevan carga positiva. De los experimentos terrestres se sabe que el plasma puede considerarse, con gran exactitud, como una mezcla de gases ideales: el gas de electrones y el gas de núcleos. Para simplificar admitiremos que el plasma solar consta tan sólo de tres especies de partículas: a cada 91

protones (núcleos de hidrógeno) les corresponden 9 núcleos de helio y 109 electrones separados de éstos.

El lector conoce la ecuación de Mendeléiev–Clapeyron que relaciona la presión, la densidad y la temperatura de un gas ideal. Escribámosla no para la densidad ρ, sino para la concentración de las partículas n. La densidad ordinaria de cada gas aislado es el producto de la concentración de sus partículas por la masa de una sola partícula m:

$$p = nkT; \quad \rho = nm.$$

Uno de los factores del segundo miembro es la constante de Boltzmann $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ J/K.

Estas ecuaciones son válidas para cada gas ideal de la mezcla. Pero nosotros necesitamos una ecuación que relacione la presión total con la densidad total y con la temperatura. Esta última, en caso de equilibrio, es idéntica para todos los gases. La densidad total es la suma de cada densidad por separado. La presión total es la suma de cada presión por separado o, cómo suele decirse, la suma de las presiones parciales.

La masa del núcleo de helio es 4 veces mayor que la del protón y, en comparación con éstas, la masa del electrón es ínfima. Y por último: sabemos que las densidades de las partículas–electrones n_e, protones n_p y núcleos de helio n_α–se relacionan entre sí como $n_e : n_p : n_\alpha = (2 - X) : X : (1 - X) = 109 : 91 : 9$. Aquí con X se designa la porción de protones. Ahora, en la tabla de fórmulas (véase tabla 6), hagamos la sinopsis de todo lo dicho.

Al estudiar esta tabla es útil recordar que la constante de Avogadro, $6{,}03 \cdot 10^{26}$ kg^{-1}, es prácticamente igual a m_p^{-1}, y su producto por la constante de Boltzmann es la constante de los gases, 8,31 J/(kg·K). Entonces usted podrá convencerse de que la ecuación de la sustancia solar, obtenida por nosotros, es la ecuación ordinaria de Mendeléiev–Clapeyron para el gas de masa molecular $\mu = 0{,}61$.

La masa molecular media resultó tan pequeña (menor que la unidad) debido a la pequeña masa del electrón. La componente electrónica del plasma no proporciona una aportación considerable a la densidad, sin embargo, ejerce mayor presión que los protones y el helio juntos. La pequeña masa molecular del gas solar es una de las causas de que la densidad media del Sol también es pequeña.

Ahora disponemos de una ecuación que describe el plasma de las entrañas profundas del Sol. Conocemos la densidad media de nuestro Astro. Trataremos de apreciar, según el orden de su magnitud, la presión y la temperatura de las regiones centrales del Sol. En el capítulo anterior ya hemos apreciado la presión en las entrañas de los

TABLA 6 ECUACIONES DEL ESTADO DE LOS GASES EN EL PLASMA DEL SOL

	Concentración de partículas	Presión	Densidad
Electrones	$n_e = \frac{2-X}{3-X} n$	$p_e = \frac{2-X}{3-X} nkT$	$\rho_e = 0$
Protones	$n_p = \frac{X}{3-X} n$	$p_p = \frac{X}{3-X} nkT$	$\rho_p = m_p \frac{X}{3-X} n$
Núcleos de helio	$n_\alpha = \frac{1-X}{3-X} n$	$p_\alpha = \frac{1-X}{3-X} nkT$	$\rho_\alpha = 4m_p \frac{1-X}{3-X} n$
Suma	$n = n_e + n_p + n_\alpha$	$p = nkT$	$\rho = \frac{4-3X}{3-X} m_p n$
Resultado	$p = nkT = \mu \frac{\rho}{m_p} kT$; $\mu = \frac{4-3X}{3-X} = 0{,}61$		

cuerpos celestes macizos. Las mismas consideraciones son aplicables al Sol. La sustancia en su seno se halla comprimida por la atracción gravitacional. Por esta razón, para la estimación aproximada de la presión media dentro del Sol se utilizan las mismas fórmulas que para la presión en el interior de los planetas:

$$p_\odot \sim \rho_\odot g_\odot R_\odot \sim \frac{Gm_\odot^2}{R_\odot^4} \sim 10^{15} \text{ N/m}^2.$$

Conociendo la presión media y la densidad media y utilizando la ecuación del plasma solar es fácil apreciar la temperatura de las regiones centrales del Sol:

$$T_{\text{Sol}} \sim \frac{p_\odot m_p}{k\rho_\odot} \sim \frac{Gm_\odot m_p}{kR_\odot} \sim 2 \cdot 10^7 \text{ K}.$$

Veinte millones de grados Kelvin. Claro está que eso es sólo la estimación, pero ésta no difiere mucho de los resultados de los cálculos exactos. ¿Y cómo se calcula la estructura interna del Sol y de otras estrellas?

Para los cálculos exactos, todo el volumen de la estrella se estima que está constituido por numerosas envolturas esféricas delgadas. En cada una de tales capas existe su presión, su temperatura y su densi-

dad, las cuales se distinguen poco de las magnitudes análogas en las capas vecinas. Después, dichas pequeñas variaciones de los parámetros se calculan de capa en capa teniendo en cuenta las reacciones nucleares que liberan energía, el traslado de esta energía de las profundidades al exterior, la atracción gravitacional hacia el centro y la presión de las envolturas exteriores. Las referidas ecuaciones para los pequeños incrementos de todas las magnitudes esenciales de capa en capa se denominan ecuaciones diferenciales.

Una vez hecho esto, el problema se convierte en puramente matemático y se resuelve utilizando calculadoras electrónicas: se calculan todas las magnitudes en función del radio, a saber, la temperatura $T(r)$, la densidad $\rho(r)$, la presión $p(r)$, la aceleración de la gravedad $g(r)$ y la masa $m(r)$ comprendida dentro del radio r. En la fig. 26 se da un ejemplo de los resultados de este cálculo.

Fíjense en una particularidad interesante: la aceleración de la gravedad es máxima no en la superficie, sino en una profundidad bastante grande, con un radio que constituye tan sólo 0,217 del radio solar. En el máximo, esta aceleración es 6,5 mayor que en la superficie

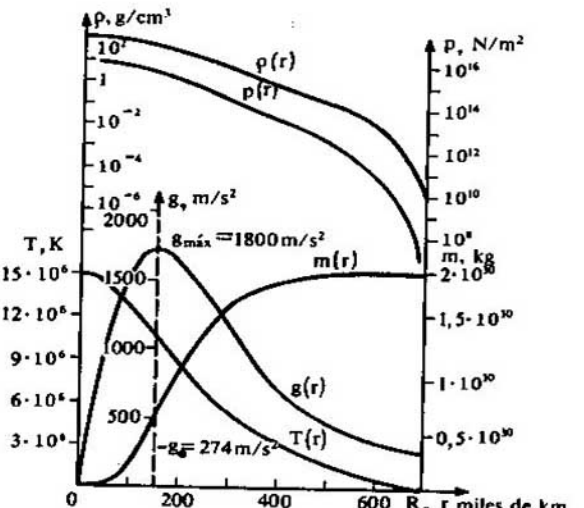


FIG. 26. Variación (en las entrañas del Sol) de la temperatura T, la aceleración g, la densidad ρ, la presión p y la masa comprendida dentro del radio r.

del Sol $g_{\odot}$. La densidad, la presión y la temperatura decrecen de forma monótona con el aumento del radio. Sin embargo, mientras la presión y la densidad disminuyen bruscamente cerca de la superficie del Sol, la temperatura comienza a descender rápidamente ya a la distancia de una quinta parte del radio solar a partir del centro. Eso permite separar en el Sol la zona central llamada núcleo. El núcleo es la parte más caliente del Sol, con una alta densidad casi homogénea que es cien veces mayor que la densidad media. Precisamente el núcleo es el manantial de casi toda la energía solar y, a pesar de todo, el resto es una especie de "manta" del núcleo, que no le deja enfriarse y conduce lentamente a la superficie la energía de la zona central.

¿Hasta qué punto son precisos estos cálculos? ¿Acaso conocemos bastante bien las profundidades del Sol? La dificultad principal en la estructuración de los modelos del Sol radica en que nuestros conocimientos acerca de la composición química de sus entrañas son insuficientes: el contenido de los elementos pesados en el núcleo del Sol puede ser mucho mayor que en su superficie. Dicha composición se calcula también basándose en distintas suposiciones sobre la agitación del plasma solar, sin embargo, la incertidumbre respecto a ésta resulta ser por ahora no pequeña. No obstante, se considera que la exactitud con la cual conocemos los parámetros de las profundidades del Sol constituye un 10%, aproximadamente. La seguridad de ello es confirmada por la circunstancia de que la temperatura y la densidad de la sustancia en el núcleo solar resultaron precisamente las necesarias para mantener allí las reacciones nucleares.

En las entrañas profundas del Sol la temperatura es tan enorme que toda la sustancia es totalmente ionizada y consta de núcleos atómicos y electrones libres. Sin embargo, al ascender hacia la superficie del Sol, tienen lugar, consecutivamente, dos recombinaciones de helio y una de hidrógeno. Recombinación significa reunificación: a partir de los iones y electrones se forman, al principio, iones con carga menor y luego átomos eléctricamente neutros.

Durante la recombinación aumenta la masa molecular media μ. Mientras en el núcleo solar $\mu < 1$ debido a la aportación de electrones ligeros, cerca de la superficie hay pocos electrones libres y $\mu = 3 - 2X = 1{,}27$. En condiciones iguales el gas de mayor masa molecular tiene mayor densidad. Esta situación contribuye al surgimiento de convección en la envoltura del Sol cuando la distancia del centro $r > 0{,}7R_{\odot}$.

¿Qué es convección? Abstraigámonos por un instante del Sol, recurriendo a la experiencia de las impresiones cotidianas. Si se mira a lo lejos por encima de una hoguera, se puede notar que los contornos de los objetos se hacen difusos y oscilan. Ustedes también

han podido observar este fenómeno sobre el asfalto caliente de una carretera un mediodía de verano, así como en una cacerola con agua, colocada sobre un hornillo. El centelleo de las estrellas también es una manifestación de la convección en la atmósfera terrestre: los chorros calientes ascienden, y los fríos bajan ocupando su lugar. Vemos ese movimiento debido a que el camino del rayo en tal medio mezclado no es recto, éste se desvía al atravesar los límites de los chorros.

La condición de surgimiento de la convección está lejos de ser evidente. Resulta que para la convección es insuficiente que el medio por arriba sea más frío que por debajo: para que la convección se realice es necesario que el descenso de la temperatura en función de la altura sobrepase cierto límite. El aumento de la masa molecular media en función de la altura contribuye considerablemente a la convección, ya que por arriba se encuentra un gas más pesado potencialmente. En el Sol este fenómeno tiene lugar durante la recombinación, y en la atmósfera terrestre, durante la condensación del vapor de agua en las nubes.

3. ENERGÍA DE LAS REACCIONES NUCLEARES

Estas reacciones llevan el nombre de nucleares no porque se desarrollan en el núcleo del Sol, sino porque son los núcleos atómicos los que reaccionan. A temperaturas y presiones altas los núcleos de los elementos ligeros durante la colisión pueden unirse y formar núcleos de nuevos elementos más pesados.

En el siglo pasado se desconocía la fuente de energía de las estrellas. En 1905, Albert Einstein, al crear la teoría de la relatividad, descubrió que la ley de conservación de la energía y la ley de conservación de la masa, bien conocida de la química, es en realidad una ley única. La masa del sistema antes y después de la interacción puede resultar distinta, pero la diferencia de masas o, según se dice, el defecto de la masa Δm, se compensa exactamente por la variación de la energía cinemática del sistema: $\Delta E = -mc^2$. De este modo, en cualesquiera reacciones la suma $E + mc^2$, o sea, la energía total del sistema se conserva totalmente.

La comprobación experimental de este enunciado sólo se logró realizar después de que E. Rutherford, en 1918, descubrió la posibilidad de transmutaciones nucleares, es decir, de reacciones nucleares. Y he aquí lo que escribía ya en 1921 el físico alemán W. Nernst: "La relación establecida por Einstein sirve de base para las deducciones ulteriores mucho más importantes. Desde este punto de vista, el estrato radiactivo es una de las posibilidades para obtener, a partir de

la materia, enormes reservas de energía. De principio, la utilización técnica de tales reservas de energía no se presenta irrealizable. Y recientemente Rutherford, por lo visto, obtuvo semejantes cantidades de energía – aunque, por cierto, a escala microscópica – cuando logró descomponer el nitrógeno por vía de desintegración radiactiva. Mas no se debe abrigar la ilusión de que la obtención técnica de la energía mencionada aquí es un problema del futuro inmediato y de que con ello se llegará a la desvalorización del carbón; por otra parte, tampoco se puede poner objeciones al hecho de que aquí se abre uno de los más serios problemas técnicos". Cómo no asombrarse también de lo mucho que nos ha dado la ciencia en el curso de los últimos 80 años y de la clarividencia con que algunos científicos adivinaban la perspectiva en el mismo comienzo del camino.

Se sobreentiende que la ley de conservación de la energía – masa también es válida, desde luego, para las reacciones químicas. Sin embargo, en las mismas, la variación de la masa de los productos de la reacción, en comparación con la masa inicial, es tan ínfima que resulta casi imposible descubrirla por vía experimental.

En efecto, veamos en cuánto disminuye la masa, por ejemplo, en la reacción química de combustión del carbón. El calor específico de la reacción

$$C + O_2 \rightarrow CO_2$$

es $q = 3{,}3 \cdot 10^7$ J/kg. Eso significa que en la combustión de 12 kg de carbón, con los cuales entran en reacción 32 kg de oxígeno, se liberan $3{,}96 \cdot 10^8$ J de energía. Esta equivale a $4{,}4 \cdot 10^{-9}$ kg de masa. Precisamente en esta cantidad es menor la masa de dióxido de carbono formado, en comparación con la masa de carbono y oxígeno antes de la reacción. Pero, ¿acaso es posible advertir tales pérdidas relativas tan insignificantes (10^{-10}) con respecto a la masa de las sustancias reaccionantes? No. Además, nadie intenta hacerlo, no hay necesidad de ello. Es suficiente que la ley de equivalencia de masa y energía pueda comprobarse experimentalmente en la física nuclear. La ley de conservación de la masa sigue siendo válida al igual que antes, tanto en la química como en la vida cotidiana: la masa de la sustancia se conserva con una precisión colosal de 10^{-10}. En cambio, en las reacciones nucleares, durante la transmutación de los elementos, la variación relativa de la masa ya es perceptible. Precisamente por esta razón, la liberación de energía en las reacciones nucleares es mucho mayor que en las reacciones químicas.

El lector sabe, por supuesto, que los núcleos atómicos pueden considerarse constituidos por protones cargados positivamente y por

neutrones eléctricamente neutros. El número de protones en el núcleo es igual al número atómico del elemento. En un átomo neutro el número de electrones cargados negativamente coincide con el número de protones. Los electrones en el átomo se mueven alrededor de los núcleos a distancias de 10^{-10} a 10^{-9} m. Ellos determinan las propiedades químicas de los elementos. La variación del número de neutrones en el núcleo no se refleja en la naturaleza química del átomo. La misma proporciona modificaciones nucleares de los elementos, es decir, isótopos que se diferencian en cuanto a la masa de los núcleos.

Como sabemos, las masas atómicas de la mayoría de los elementos químicos son próximas a números enteros. Aún más cercanas a los números enteros son las masas atómicas de los distintos isótopos. Eso se debe a que la masa del protón m_p es próxima a la del neutrón m_n, y la energía de enlace de dichas partículas en el núcleo es inferior a $m_p c^2$.

La energía de enlace es engendrada por las fuerzas nucleares. Estas son las fuerzas de atracción que actúan entre las partículas de los núcleos atómicos, protones y neutrones. Además, la atracción nuclear casi no depende del tipo de partícula: la interacción de dos neutrones es igual que la de dos protones y coincide con la acción nuclear recíproca entre el protón y el neutrón. Pero, a diferencia de las fuerzas electromagnéticas, las fuerzas nucleares actúan tan sólo a distancias muy pequeñas.

El radio de la interacción nuclear $r_0 \simeq 1{,}5 \cdot 10^{-15}$ m coincide aproximadamente con las dimensiones del protón y el neutrón. Si varios protones y neutrones se encuentran a distancias del orden de r_0, entonces, ellos se hallan unidos por las fuerzas nucleares en un grupo compacto, el núcleo atómico. El volumen de los núcleos atómicos aumenta proporcionalmente al número total de protones y neutrones en el núcleo. Por esta propiedad los núcleos atómicos se asemejan a las gotas de un líquido incompresible cuyo volumen también es proporcional a la masa. Las dimensiones de los núcleos son centenares de miles de veces menores que las de los átomos. El tamaño incluso de los núcleos pesados es del orden de varios radios de interacción r_0.

La atracción de las fuerzas nucleares supera en mucho la repulsión eléctrica de los protones a distancias tan pequeñas. Sin embargo, ya a distancias equivalentes a varias dimensiones de los núcleos, las fuerzas nucleares son extraordinariamente pequeñas. En las reacciones nucleares, al producirse la reestructuración de los núcleos atómicos, las fuerzas de atracción de corta duración, pero grandes, realizan, a distancias del orden de r_0, un trabajo completamente

manifiesto, el cual precisamente conduce a la aparición del defecto de masa. Al mismo tiempo, la disminución de la masa total en el curso de las reacciones nucleares da lugar a la liberación de energía. Esta es la energía cinética de los productos de la reacción, de los núcleos recién formados y de la energía de las partículas, en particular, la energía del fotón, o sea, el cuanto de radiación electromagnética que se emite durante la reacción. En fin de cuentas, la mayor parte de toda la energía liberada en el curso de las reacciones nucleares en las entrañas de las estrellas se transforma en energía térmica. Las partículas rápidas son frenadas por la sustancia circundante y los fotones también son absorbidos por el plasma.

La ecuación de reacción debe satisfacer varias leyes de conservación. En primer lugar, la ley de conservación de la carga eléctrica: la suma algebraica de las cargas ha de ser idéntica en el primero y el segundo miembro de la ecuación. En segundo lugar, ha de conservarse el número total de protones y neutrones tanto libres como enlazados en los núcleos. Este se denomina número bariónico. Finalmente, la última regla: si en el curso de la reacción debe aparecer un electrón e o su antipartícula, el positrón e^+, entonces, simultáneamente, también debe surgir un neutrino. Los electrones, positrones y el neutrino en conjunto se llaman leptones, y esta última ley se denomina ley de conservación de la carga leptónica.

El neutrino es una partícula con carga eléctrica nula y masa nula. Prácticamente, esta partícula no entra en interacción con las demás y, una vez formada, se mueve a la velocidad de la luz. El neutrino formado en las entrañas del Sol atraviesa rápidamente todo su espesor sin dispersarse ni absorberse. Además, la energía que lleva el neutrino no se transforma en calor. Ahora bien, a nosotros nos interesa, antes que nada, la parte de la energía nuclear que calienta la zona central del Sol.

En las reacciones nucleares se "quema", o sea, es transformada en calor o evacuada por el neutrino, una parte relativamente pequeña de la masa de las partículas. A raíz de ello, para no equivocarnos en la diferencia, necesitaremos tomar los valores de las masas de las partículas elementales con una precisión bastante alta (véase la tabla 7).

Presten atención a que la masa del átomo de oxígeno, es decir, la suma de la masa de su núcleo y de los ocho electrones es exactamente igual a 16. Eso se desprende de la definición estricta de la masa de la unidad atómica adoptada en física. Al convertir la diferencia de masas en energía, será preciso tener en cuenta que la unidad atómica tiene una masa de $1{,}66 \cdot 10^{-27}$ kg y equivale a una energía de 0,93 GeV, o bien, de $1{,}49 \cdot 10^{-10}$ J.

TABLA 7 MASAS DE LAS PARTÍCULAS Y LOS NÚCLEOS (UNIDADES ATÓMICAS)

Partícula	Símbolo	Masa
Neutrino	ν	0
Electrón	e	0,00055
Positrón	e^+	0,00055
Neutrón	n	1,0090
Protón	^1p	1,0076
Deuterón	^2d	2,0142
Núcleo de tritio	^3T	3,0170
Núcleo de helio-3	^3He	3,0159
Núcleo de helio-4	^4He	4,0028
Núcleo de carbono	^{12}C	12,0005
Núcleo de oxígeno	^{16}O	15,9956

Iniciemos la primera reacción nuclear. Supongamos que chocan dos protones. Entre ellos actúa la fuerza de repulsión eléctrica, por lo tanto, la probabilidad de su fusión es muy pequeña y la apreciaremos más tarde. No obstante, este acontecimiento, a pesar de todo, es posible. Así pues, en el primer miembro de la ecuación tenemos dos protones. ¿Cuál puede ser su suerte? Para conservar la carga bariónica hay que tomar un deuterón, o sea, el núcleo de deuterio, uno de los isótopos del hidrógeno. Y para conservar la carga eléctrica es necesario añadir un positrón. Al aparecer éste, debido a la conservación de la carga leptónica, en la reacción surge también un neutrino:

$$^1p + {}^1p \rightarrow {}^2d + e^+ + \nu.$$

El positrón y el electrón han de aniquilarse recíprocamente; éstos están presentes, con abundancia, en el plasma: $e^+ + e \rightarrow 0$. Por eso, unifiquemos esas dos reacciones:

$$^1p + {}^1p + e \rightarrow {}^2d + \nu.$$

Calculemos las masas de las partículas que entraron en reacción: $2m_p + m_e = 2{,}01575$. La masa de los productos de la reacción, o sea, la masa del deuterón es igual a 2,0142. De este modo, la masa disminuyó en $\Delta m = 0{,}00155$ unidades atómicas. Este defecto de la masa se transformó en energía cinética de los productos de la reacción y en energía de radiación electromagnética. La mayor parte de la referida

energía, $E = \Delta mc^2 = 2{,}31 \cdot 10^{-13}$ J = 1,45 MeV, se la lleva consigo el neutrino.

El deuterón es una partícula estable y no se desintegra espontáneamente. En el agua de nuestro planeta, un átomo de deuterio, es decir, de hidrógeno pesado, corresponde a cada 7 mil átomos de hidrógeno común y corriente. Sin embargo, a la temperatura del núcleo del Sol, el deuterón, con alto grado de probabilidad, entra en reacción nuclear con el protón:

$$^2\mathrm{d} + {}^1\mathrm{p} \rightarrow {}^3\mathrm{He}.$$

El defecto de masas aquí es igual a 0,0059 unidades atómicas. La energía que se desprende en esta reacción, $8{,}8 \cdot 10^{-13}$ J = 5,5 MeV, se invierte ya totalmente en el calentamiento del plasma circundante.

El isótopo del helio de masa 3 también es estable. Pero su porción con respecto al isótopo más difundido, el helio-4, no es grande. En la Tierra, ésta constituye tan sólo 10^{-4}%. La difusión de este isótopo es tan pequeña porque a las temperaturas y presiones existentes en las entrañas de las estrellas, el helio-3, con gran probabilidad, entra en diferentes reacciones nucleares. La más probable de ellas es la siguiente:

$$^3\mathrm{He} + {}^3\mathrm{He} \rightarrow {}^4\mathrm{He} + {}^1\mathrm{p} + {}^1\mathrm{p}.$$

Calculemos el defecto de masas también para dicha reacción: $\Delta m = 0{,}0138$. Eso significa que en la misma se libera una energía de $2{,}06 \cdot 10^{-12}$ J = 12,9 MeV. Los núcleos de helio-4, a las temperaturas y presiones que existen en el núcleo del Sol, prácticamente, dejan de entrar en nuevas reacciones nucleares. El ciclo protónico de las reacciones se ha consumado.

Hagamos su balance. Se han empleado seis protones y dos electrones y se ha obtenido un núcleo de helio-4, dos neutrinos y dos protones. El defecto total de masas en el ciclo es igual a 0,0287. Eso significa que se ha transformado en energía el 0,7% de la masa inicial. La formación de cada núcleo de helio va acompañada de la liberación de una energía igual a $4{,}28 \cdot 10^{-12}$ J, o bien, 26,8 MeV. Dos neutrinos se llevarán parte de dicha energía. Consideremos, aproximadamente, que se llevarán consigo toda la energía de la primera reacción del ciclo. Entonces, para el calentamiento del Sol, de cada ciclo protónico quedará una energía igual a $4 \cdot 10^{-12}$ J.

En el núcleo del Sol también son posibles otras reacciones nucleares. En particular, puede transcurrir la síntesis del helio con la participación de los núcleos de carbono y nitrógeno como catalizadores. Estos núcleos se transforman unos en otros, pero, como

resultado final de tal ciclo de carbono, se forma el núcleo de helio-4, mientras que la cantidad de carbono y nitrógeno no cambia. Así pues, según el rendimiento de energía térmica, el ciclo de carbono es equivalente al ciclo protónico.

El carbono y, más tarde, el oxígeno y los elementos más pesados se forman en las estrellas como resultado de las reacciones $3^4He \rightarrow \rightarrow {}^{12}C$; $^4He + {}^{12}C \rightarrow {}^{16}O$, etc.

No obstante, en las profundidades del Sol, la temperatura no es lo suficientemente alta, por lo tanto, allí la velocidad de desarrollo de dichas reacciones es ínfima. ¿De dónde, pues, aparecieron en el Sol los elementos pesados? En nuestro Astro hay incluso bastante plomo. Presten atención al hecho de que la formación de los elementos más pesados que el hierro ^{56}Fe no es ventajosa energéticamente: al formarse elementos pesados, el defecto de masas cambia de signo. Acuérdense de la radiactividad y la desintegración espontánea de los elementos más pesados que el uranio. La respuesta consiste en que el Sol es una estrella de segunda generación. De acuerdo con las concepciones modernas, la evolución de las estrellas transcurre en dos etapas. Inicialmente, a partir de la materia preestelar, que consta en tres cuartas partes (en masa) de hidrógeno y en una cuarta parte (en masa) de helio, se forman las estrellas de primera *gene*ración. Son estrellas macizas, y las reacciones del ciclo protónico transcurren en ellas con bastante velocidad. Por fin, en su centro queda poco hidrógeno y la combustión se interrumpe. La estrella se comprime, la presión y la temperatura en ella aumentan bruscamente y el helio comienza a "arder". Es un momento crítico en la historia del astro. Si su masa era bastante grande, la síntesis en esta etapa transcurre en forma de explosión: la materia se calienta hasta temperaturas de centenares de millones de grados, produciéndose también reacciones de síntesis de los elementos pesados, no ventajosas energéticamente, pero la propia estrella explota. Y en este caso tanto el hidrógeno como los elementos pesados se dispersan en el Universo.

Presten atención al hecho de que en las reacciones donde se combinan los núcleos de helio, se forman elementos con cargas pares de los núcleos. En general, a temperaturas estelares, las combinaciones nucleares de números pares de protones y de neutrones son más estables. Precisamente por esta causa, la difusión, en el Cosmos, de elementos con números pares resultó en un orden superior a los elementos impares (observen otra vez la fig. 25).

Después de explotar la estrella de primera generación, la materia enriquecida con pequeñas impurezas prácticamente de todos los elementos, puede otra vez concentrarse en estrellas gracias a la

atracción gravitacional. Estas serán precisamente las de segunda generación, a las cuales también pertenece nuestro Sol.

La explosión de la estrella de primera generación, que arrojó la materia de la cual se formó nuestro sistema solar, ocurrió cerca de 5 mil millones de años atrás. La mayoría de las estrellas de la Galaxia, al igual que el Sol, son ya estrellas de segunda generación. Sin embargo, en la Galaxia también hay estrellas de hidrógeno y helio, las cuales, en su evolución, todavía no tuvieron tiempo para llegar al estado de explosión. Desde luego, la explosión de una estrella es un acontecimiento poco frecuente. Ahora vamos a convencernos de que se necesitan condiciones especiales para que la misma se produzca. En el caso de combustión normal, las estrellas son estables. Así pues, tratemos de contestar a la pregunta:

4. ¿PUEDE EXPLOTAR EL SOL?

El manantial de energía estelar son las reacciones nucleares: las de la síntesis de helio a partir del hidrógeno, y las de la síntesis de los demás elementos a partir de estos dos más ligeros. Pero en la Tierra también hay bastante hidrógeno, pues todo nuestro océano consta de agua y cada una de sus moléculas contiene dos átomos de hidrógeno. ¿Tal vez también en el océano terrestre transcurran lenta e inadvertiblemente esas mismas reacciones del ciclo protón protónico?

No. Resulta que se puede afirmar, de forma categórica, que en todo el océano, en el transcurso de miles de millones de años de su existencia, no se efectuó ni una sola fusión de dos protones en deuterio. ¿Cuál es, pues, la causa de que en el Sol y en las estrellas sí que transcurren reacciones nucleares, y en los planetas no?

No nos apresuremos a contestar. Veamos primero con qué frecuencia entra en reacción de síntesis el hidrógeno solar. Conocemos la luminosidad del Sol y su potencia luminosa: $L_\odot \sim 4 \cdot 10^{26}$ W; ésta es asegurada por la síntesis del helio y, al formarse un átomo de este elemento, se desprende una energía $E \sim 4 \cdot 10^{-12}$ J. Tras dividir una magnitud entre otra podemos averiguar cuántos átomos de helio se forman en el Sol cada segundo:

$$\dot{N}_{He} \sim \frac{L_\odot}{E} \sim 10^{38}\ s^{-1}.$$

(La velocidad de variación de una magnitud, es decir, su variable respecto al tiempo, suele designarse por una letra con un punto encima de ella). Claro está que dicho número pudiera ser calculado

con mayor exactitud, pero por ahora eso no es necesario. Así, en un segundo se "queman" $4 \cdot 10^{38}$ núcleos de hidrógeno (protones), formándose 10^{38} núcleos de helio y $2 \cdot 10^{38}$ neutrinos. Estos últimos llevan consigo una potencia igual a $0{,}1 L_\odot$ aproximadamente. De este modo, las reacciones nucleares aseguran una potencia solar de $1{,}1 L_\odot$. Al mismo tiempo, cada segundo el Sol "adelgaza" $1{,}1 L_\odot / c^2 \simeq$ $\simeq 4{,}5 \cdot 10^9$ kg. ¿Es mucho? Pero nuestro Astro también es enorme.

Veamos ahora con qué frecuencia "mueren" los átomos de hidrógeno en el Sol y cuál es la probabilidad de su muerte por segundo. Consideremos, para la evaluación, que el Sol consta tan sólo de hidrógeno y no tiene otros componentes; entonces, según el orden de magnitud, el Sol contiene $N_H \sim m_\odot / m_H \sim 10^{57}$ átomos de hidrógeno. Por lo tanto, cada segundo se quema tan sólo una $4 \cdot 10^{-19}$ parte del combustible solar, o sea, sólo 2 protones de cada $5 \cdot 10^{18}$ que entran en reacción cada segundo. A este ritmo, ni siquiera en el transcurso de 10 mil millones de años, es decir, en un intervalo de tiempo comparable con la edad del Universo, no se quemará ni una décima parte del hidrógeno solar. Por el momento, a nuestro Astro no le amenaza la crisis energética. La lentitud de combustión explica también el hecho de que el Sol, teniendo una edad de cerca de 5 mil millones de años, agrandaban, formando los gérmenes una estrella joven, llena de energía de hidrógeno.

Hemos calculado la probabilidad con que un protón entra en reacción por segundo. Y ahora tratemos de apreciar a qué es igual la probabilidad de fusión de dos protones durante una colisión. Para eso es necesario averiguar cuántas veces por segundo un protón choca con otros. Consideremos, de una forma muy aproximada, que los protones son bolas de radio $r_0 \sim 3 \cdot 10^{-15}$ m. En las zonas centrales del Sol, a la temperatura $T_{Sol} \sim 10^7$ K, dichas bolas se mueven con una velocidad $v \sim \sqrt{kT_{Sol}/m_H} \sim 3 \cdot 10^5$ m/s, y en cada metro cúbico su cantidad constituye $n \sim \rho_{Sol}/m_H \sim 10^{32}$. Cada protón choca cada segundo con todos los protones que entran en un cilindro de base πr_0^2 y altura v. En este cilindro hay en total $\pi r_0^2 vn \sim 10^9$ protones. Por lo tanto, resulta que cada protón choca con otros 10^9 veces por segundo, mientras que en reacción entra sólo una vez durante $2{,}5 \cdot 10^{18}$ segundos por término medio. De aquí se deduce que la probabilidad de reacción nuclear $p + p \to d$ durante un choque tiene un orden de magnitud tan sólo de 10^{-28}. ¡Y eso es en las condiciones más extremas, en el mismo centro del Sol! Qué podemos esperar, entonces, del océano terrestre.

¿Por qué esta probabilidad es tan insignificante? Recuerden que los protones tienen cargas eléctricas homónimas, por eso se repelen. Solamente a las más pequeñas distancias del orden de r_0, la ganancia

de energía a costa del defecto de masas y de la atracción nuclear, puede equipararse con la pérdida de energía al aproximarse los protones. La energía cinética del protón en el centro del Sol es $kT_{Sol} \sim 10^{-16}$ J, mas para acercarse a una distancia r_0, los protones deben gastar una energía de $e^2/r_0 \sim 10^{-13}$ J, es decir, tres órdenes más elevada. Aunque en un gas a temperatura T también han de encontrarse partículas con energías mucho superiores a kT, el número de las mismas disminuye con gran rapidez, proporcionalmente a $e^{-E/kT}$, en función del crecimiento de la energía E. De este modo, la probabilidad de hallar una partícula con una energía ya 300 veces mayor que kT, sería del orden de $e^{-300} \sim 10^{-130}$. Este número es tan pequeño que, incuestionablemente, puede tomarse igual a cero.

Si la reacción nuclear se desarrollase precisamente así, de forma mecánica, los asuntos tomarían mal cariz y la síntesis nuclear no se efectuaría en general. Sin embargo, la naturaleza ha previsto otra posibilidad. Resulta que los protones, para entrar en reacción de fusión, no deben subir obligatoriamente al "montículo" energético de e^2/r_0 de altura, sino que pueden colarse por debajo de éste a consecuencia del efecto de túnel. El paso de las partículas debajo de la barrera energética lo permite la mecánica cuántica.

Supongamos que chocan dos protones cuya energía cinética es $E \sim m_H v^2 \sim kT$. A grandes distancias la energía potencial de su interacción es electrostática, $U = e^2/r$. Sin embargo, a distancias del orden de r_0 las fuerzas nucleares de atracción son mayores que las fuerzas eléctricas, por lo tanto, a pequeñas distancias el potencial $U(r)$ tiene un "pozo" de profundidad proporcional al defecto de masas de la reacción (fig. 27). Conforme a la mecánica clásica, para un potencial de este tipo, las partículas no pueden acercarse una a otra más que a la distancia $r_{min} = e^2/E$. El "muelle" eléctrico se afloja y los protones vuelven a separarse. En la mayoría de los casos el choque transcurre precisamente de esta manera: los protones rebotan elásticamente uno del otro.

Sin embargo, a la temperatura de unos diez millones de grados esta distancia es del orden de $r \sim e^2/kT \sim 10^{-12}$ m, o sea, es tres órdenes mayor que el tamaño del núcleo r_0, pero ya es lo suficientemente pequeña para que el movimiento de las partículas obedezca no la mecánica clásica, sino la cuántica.

Resulta que el movimiento de las partículas dentro de los límites de dimensiones tan pequeñas no puede describirse absolutamente en detalle. Durante el movimiento cuántico no se puede afirmar con seguridad dónde precisamente se encuentra la partícula y cuál es en este caso su velocidad. Eso significa que se pueden calcular las probabilidades de los distintos acontecimientos, pero no se puede

predecir, de modo concreto, cuál de ellos precisamente sucederá con una partícula elemental determinada. Pero en el caso concreto nos interesa precisamente la probabilidad w de fusión de dos protones, es decir, la probabilidad de formación de deuterio y no la suerte de un protón individual ni mucho menos.

Partiendo de la luminosidad real del Sol hemos estimado que el protón solar entra en reacción una vez durante $2{,}5 \cdot 10^{18}$ segundos. Esta afirmación suena de modo algo extraño: pues un protón no puede reaccionar dos veces. Pero presten atención al hecho de que también este tiempo supera la edad del Universo. Precisamente por eso es mejor expresar la misma idea a partir del concepto de probabilidad: la probabilidad de reacción de formación de deuterio es igual a la magnitud inversa a dicho tiempo, $w \sim 4 \cdot 10^{-19}\ s^{-1}$. La dimensión de w es el tiempo inverso, y el sentido de tal magnitud es el siguiente: durante el tiempo t entrará en reacción la porción de protones equivalente al número pequeño wt.

La probabilidad w de reacción nuclear depende de la densidad media del hidrógeno y de la energía media del movimiento de los protones, es decir, de la temperatura. Fíjense en la fig. 28. En ella se muestra la probabilidad w calculada con arreglo a las leyes de la mecánica cuántica y en función de la temperatura cuando la densidad de la sustancia es aproximadamente igual que en el centro del Sol: 100 g/cm^3. En efecto, a la temperatura de las entrañas del Sol esta relación proporciona un valor de w bastante cercano al obtenido a partir de la luminosidad solar.

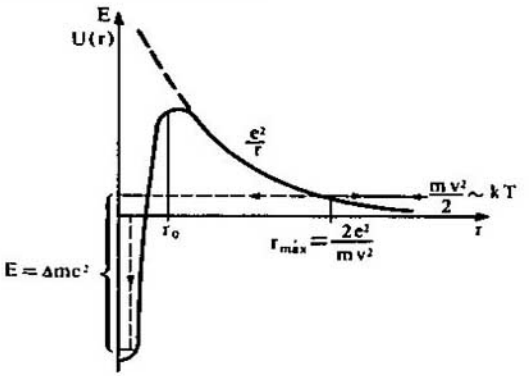


FIG. 27. Energía potencial de los protones que se acercan.

Si se analiza con qué velocidad se desarrollan las reacciones nucleares en el centro de Júpiter, donde la temperatura es del orden de 10^5 K, resultará que allí la probabilidad de reacción es del orden de 10^{-38} s^{-1}. Esto significa que la velocidad de las reacciones nucleares en las entrañas de Júpiter es en 18 órdenes y pico menor que en el Sol, y la liberación de energía a causa de las reacciones nucleares en Júpiter es insignificante incluso en comparación con la energía de la luz solar que incide sobre el referido planeta. Tanto más justa es esta deducción para otros planetas que ceden a Júpiter por sus dimensiones. Y en el océano terrestre las reacciones termonucleares de origen natural se excluyen absolutamente.

El conocimiento de la velocidad de las reacciones nucleares engendra un nuevo enigma. Como ve el lector, la velocidad de una reacción nuclear aumenta muy rápidamente con el crecimiento de la temperatura. Pero tal situación también es propia de algunas reacciones químicas. Por ejemplo, a temperatura ambiente, en una mezcla de hidrógeno y oxígeno prácticamente no se produce reacción de formación de agua, sin embargo, al acercar dicha mezcla al fuego se produce una explosión. ¿Cómo comienza? En el punto de ignición, el calentamiento de un pequeño volumen conduce a la aceleración de la reacción, mientras que la energía liberada por ésta calienta aún más la mezcla. La reacción se apodera instantáneamente de toda la sustancia accesible, produciéndose la explosión.

¿Por qué, pues, el Sol no explota? ¡Al parecer, todo lo expuesto también puede referirse, casi palabra por palabra, a nuestro Astro!

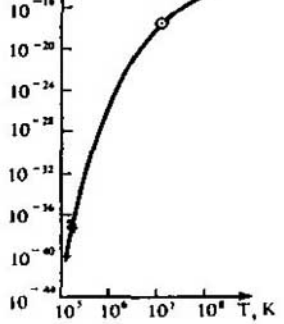


FIG. 28. Probabilidad de la reacción nuclear de formación de deuterio en función de la temperatura.

Supongamos que en algún sitio dentro del Sol la temperatura resultó un poco mayor que la de equilibrio. Entonces, en este punto las reacciones nucleares se desarrollarán de una manera más intensa, lo que provocará un sobrecalentamiento local aún más fuerte, incorporándose a la reacción nuclear rápida las zonas vecinas cada vez más amplias del plasma solar. Con el aumento de la temperatura también se incrementa la evacuación de calor, pero no hasta tal grado: el exceso de calor no podrá ser irradiado a tiempo. ¿Qué resulta, pues? La pequeña perturbación térmica debe aumentar ya que es inestable. Tal inestabilidad, al parecer, debería provocar la explosión: toda la estrella sería sometida a una intensa reacción que consumiría todo el combustible nuclear.

Como ya se ha señalado, las estrellas a veces también explotan. Todo lo que nos rodea, en tiempos pasados era la materia de una estrella que explotó. Hoy día también se observan explosiones de estrellas. Suele ocurrir que una estrella apenas perceptible, de repente, durante varias semanas, se hace muy brillante, aumentando su luminosidad millones de veces. Entonces, los astrónomos le dan a esa estrella el nombre de nova, y el propio acontecimiento registrado se denomina explosión de una nova. Después de la explosión, esa estrella lentamente, durante meses, vuelve a su estado más o menos primitivo.

Muy rara vez se observan fenómenos aún más grandiosos, que recibieron el nombre de explosiones de supernovas. Las últimas explosiones registradas de supernovas en nuestra Galaxia se remontan a los años 1054, 1572 y 1604; por supuesto que se tienen en cuenta los años en que la luz de las explosiones llegó hasta nosotros. Las últimas dos explosiones reanimaron el interés de la humanidad por la astronomía, y poco tiempo después fue inventado el telescopio. Pero desde entonces, como adrede, en nuestra Galaxia no se observan explosiones de supernovas.

Después de la explosión de la supernova su luminosidad también disminuye con rapidez, pero la estrella ya pierde su aspecto anterior. En el lugar ocupado por la supernova que explotó queda una estrella de neutrones de rotación rápida, el llamado pulsar, y toda la demás sustancia se aleja de éste a gran velocidad. Las estrellas de neutrones cuyo tamaño tan sólo constituye alrededor de 10 km, se asemejan, por su masa, al Sol. Su campo gravitacional es tan enorme que, por impactos de enormes presiones, los electrones de todos los átomos se adhieren a los núcleos, y los protones de estos últimos se transforman en neutrones.

Sin embargo, a nuestro Lucero no le amenaza la perspectiva de tales transformaciones horribles. En la mayoría de las estrellas las reacciones termonucleares transcurren de una forma estable. Se

necesitan condiciones sumamente especiales para que un astro explote. He aquí lo que asegura su estabilidad. Si, por cualquier causa, en la estrella se libera la energía sobrante, entonces, mucho antes de que comiencen las transformaciones nucleares intensas, la presión en esta zona de la estrella tendrá tiempo para nivelarse, y el astro, en su conjunto, se ampliará un poco. En este caso aumenta su radio. Como indica la fórmula, la temperatura en las entrañas de la estrella es inversamente proporcional a su radio y, por lo tanto, la misma debe enfriarse. De este modo, la liberación de energía y el calentamiento de las estrellas conducen a la disminución de su temperatura. Parece como si ellas mismas eligieran sus dimensiones. Su luminosidad y su radio, con una misma composición, dependen únicamente de su masa.

La principal causa que hace funcionar este mecanismo de estabilidad de las estrellas, es la lentitud de combustión nuclear y evacuación de calor en comparación con el tiempo de nivelación de la presión. Esta última, perturbada por cualquier motivo, tiende a tomar valor de equilibrio a velocidad del movimiento térmico de los átomos, $u \sim \sqrt{kT/m_H}$. Por eso, incluso las perturbaciones más grandes de la presión dentro del Sol, tienen tiempo para nivelarse durante

$$\tau_1 \sim R_\odot / u \sim 25 \text{ min}.$$

El tiempo característico de evacuación de energía de las zonas centrales del Sol es mucho mayor. Evaluemos el tiempo durante el cual la energía liberada por las reacciones nucleares alcanza la superficie solar. Supongamos que las reacciones en el centro han cesado; ¿dentro de cuánto tiempo podremos notar eso por el enfriamiento de la superficie? El calor específico del plasma solar, según su orden de magnitud, es igual a k/m_H. Por consiguiente, la reserva total de energía térmica del Sol es $E_{\text{térm}} \sim m_\odot kT_{\text{Sol}}/m_H \sim 3 \cdot 10^{41}$ J. Al dividirla por la luminosidad, o sea, por la potencia térmica del Sol, obtendremos el tiempo de su enfriamiento térmico:

$$\tau_2 \sim \frac{E_{\text{térm}}}{L_\odot} \sim 3 \cdot 10^{14} \text{ s} \sim 10^7 \text{ años}.$$

Resulta que el Sol, incluso sin la energía nuclear, emitiría luz durante toda una época geológica. No obstante, como se sabe, la edad del Sol es mucho mayor. También es mucho mayor el tiempo de combustión del hidrógeno solar: éste no es menor de 10^{10} años.

Por su valor absoluto la energía gravitacional del Sol es del mismo orden que su energía térmica $E_{\text{térm}}$. Las fuerzas de la gravedad son fuerzas de atracción, por eso la energía gravitacional es negativa. Para

dos cuerpos con masas m_1 y m_2 a la distancia R, dicha energía es igual a $-Gm_1m_2/R$. Para calcular con exactitud la energía gravitacional propia del Sol es necesario tomar en consideración la distribución de la densidad en él, es decir, la variación de esta última en función de la distancia hasta el centro. Pero si sólo nos interesa el orden de magnitud de la energía de atracción gravitacional, entonces se puede escribir sin el factor numérico:

$$E_{gr} \sim -\frac{Gm_\odot^2}{R_\odot}.$$

Esta magnitud, según el módulo, resulta igual a $4 \cdot 10^{41}$ J; en efecto, es del mismo orden que la energía térmica $E_{térm}$.

De la ley de conservación de la energía se deduce que la disminución del tamaño de la estrella conduce a la liberación de energía térmica. Kelvin y Helmholtz, físicos del siglo pasado, consideraban que es precisamente la energía gravitacional la que se transforma en radiación al comprimirse las estrellas. Ellos no tenían nociones acerca de la energía termonuclear. Por eso, según sus cálculos, resultaba que la edad del Sol constituía tan sólo alrededor de 10 millones de años.

No obstante, el papel de la energía gravitacional en la evolución de las estrellas también es muy importante. Su disminución durante la compresión calienta la sustancia al formarse los astros, hasta temperaturas a las que comienza la combustión nuclear del hidrógeno. En lo sucesivo, el balance de las energías térmica y gravitacional asegura la estabilidad de las estrellas.

5. LA SUPERFICIE DEL SOL

¿Cuándo es complicado un problema físico? ¿Acaso cuando su objeto se diferencia considerablemente de la escala acostumbrada? No, la estructura de las profundidades del Sol es bastante sencilla. Tampoco es difícil orientarse en la física de las escalas atómicas. Un problema se hace complicado cuando en él compiten simultáneamente varios fenómenos físicos y cuando sus parámetros son tales que nada puede despreciarse.

La situación en la física no siempre fue así. Hubo tiempos cuando se ignoraban las principales leyes de la naturaleza: clases enteras de fenómenos eran complejas e inexplicables. Hoy, sin embargo, conocemos las leyes fundamentales de la física: la teoría de la gravitación, la teoría de los fenómenos electromagnéticos, la mecánica cuántica y la estadística cuántica, o sea, la teoría de los sistemas integrados por gran número de partículas. Lagunas fundamentales

existen sólo en la física de las partículas de altas energías. Pero aquí también se ha formado la impresión de que el asunto pronto será aclarado.

Pero, ¿tal vez se hallen también otros principios fundamentales de física? Tal vez. Mas no en las ramas ya elaboradas de la ciencia. Incluso la unificación planificada de todas las interacciones en un esquema único, no revocará los conocimientos conquistados. A menos que en biofísica se logre establecer las leyes de la naturaleza que se hallan fuera de los márgenes de las leyes enumeradas. Pero los hechos físicos unívocos, revelados con exactitud, por ahora son insuficientes para establecer las leyes fundamentales de la biología, las cuales no derivan de las leyes físicas conocidas. Al mismo tiempo todavía nos rodean muchos fenómenos no explicados. ¿Cuál es la razón de ello?

He aquí un ejemplo característico. Procuremos comprender cómo está estructurado el Sol cerca de su superficie. Podemos observar ésta con nuestros propios ojos y estudiarla con la ayuda de instrumentos. Actualmente no hay persona que ponga en tela de juicio el hecho de que las leyes fundamentales de física son válidas para la superficie solar: también en las profundidades del Sol esas leyes funcionan no mal. No obstante, por ahora no hemos podido explicar con seguridad muchos fenómenos observados en el Sol.

Examinen la fotografía de un sector de la superficie solar, tomada a través de un telescopio. Parece como si se hubiera diseminado una capa de granos (fig. 29). Tales formaciones se denominan precisamente así: gránulos, del latín "granulus", "grano pequeño", y los

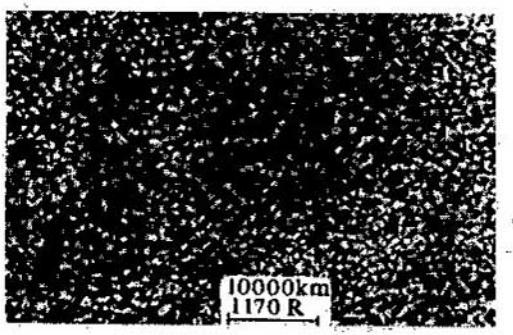


FIG. 29. Fotografía de la superficie solar hecha desde un globo estratosférico (Observatorio de Púlkovo).

astrónomos les han dado el nombre expresivo de "granos de arroz". Los gránulos son manifestaciones visibles de la convección en la capa externa del Sol. En el centro de ellos el plasma solar sube, bajando por los bordes enfriado, debido a la pérdida de energía consumida en la radiación; precisamente la diferencia de temperaturas provoca el contraste evidente de la luminosidad. El tamaño de los gránulos varia de 200 a 1300 km y en el disco solar su número asciende a un millón. No se ven a simple vista. Al igual que en el caso de convección corriente, el cuadro de ésta en el Sol no es estacionario: cada gránulo vive cerca de 10 minutos, después sus límites se tornan difusos, formándose en su lugar gránulos nuevos.

¿Qué es lo que destaca la superficie del Sol físicamente? Es el hecho de que la vemos, mejor dicho, vemos el límite del disco solar, lo cual significa que precisamente a esa distancia del centro, la mayor parte de energía solar, la radiación, ya puede abandonar para siempre su Astro. El escape de radiación conduce al enfriamiento considerable de la superficie del Sol en comparación con sus capas más profundas. La reducción brusca de la temperatura cerca de la superficie conduce a una disminución muy rápida de la densidad de la sustancia en función de la altura. Pero, a pesar de todo, la misma varía no a salto, sino continuamente, pero al observador el Sol le parece bien perfilado.

La temperatura cerca de la superficie del Sol es lo suficientemente baja para que los iones de hidrógeno, helio y otros elementos puedan captar electrones, convirtiéndose en átomos neutros. Este proceso no finaliza del todo, aún quedan muchos iones y electrones libres para que en el medio se mantenga una alta conductibilidad eléctrica. Al mismo tiempo se forma incluso una pequeña cantidad de moléculas simples. El gas de la superficie solar absorbe la radiación de las capas inferiores más calientes, los átomos se excitan y se disocian parcialmente en iones y electrones. Después se produce la recombinación o la transición al estado no excitado. En este caso los átomos emiten luz.

Cerca de la superficie solar la radiación no tiene tiempo para alcanzar un equilibrio térmico absoluto, puesto que la luz, al fin y al cabo, abandona el Sol. Esta es la razón por la que el espectro solar no coincide exactamente con el de la radiación térmica de equilibrio.

Los átomos de cada elemento emiten la mayor parte de luz en frecuencias características tan sólo del referido elemento. El conjunto de dichas frecuencias (varios centenares de rayas estrechas de longitudes de onda conocidas) es el espectro del elemento. Por el contrario, los átomos fríos no excitados absorben intensamente la radiación en las frecuencias de su espectro. Directamente sobre la superficie visible del Sol el gas es relativamente frío. La absorción selectiva de luz por

los átomos de este gas frío conduce al hecho de que en el espectro solar hay numerosas (cerca de veinte mil) fosas estrechas: rayas oscuras de Fraunhofer formadas por todas las sustancias de la atmósfera solar.

El análisis espectral permite conocer mucho acerca de la superficie del Sol. Por las longitudes de onda y las intensidades de las rayas (o líneas) de Fraunhofer se establece la composición química del gas. Según el ancho de dichas rayas se puede juzgar sobre la temperatura del medio absorbente. El pequeño desplazamiento de las rayas, debido al efecto Doppler, permite conocer las velocidades del gas. Por último, basándose en el desdoblamiento de las rayas y la polarización de la radiación, se determina la magnitud del campo magnético en distintos puntos de la superficie solar. La convección del gas ionizado en el campo magnético es mucho más compleja que la convección ordinaria, puesto que las corrientes eléctricas que surgen en este caso engendran ellas mismas campos magnéticos.

El Sol gira. Ese giro se produce en dirección directa, es decir, en dirección coincidente con la revolución de los planetas. Sin embargo, el eje de rotación del Sol no es exactamente perpendicular a la ecliptica, sino que forma con la normal a ésta un ángulo igual a 7°15'. Entre el 7 de junio y el 7 de diciembre podemos ver, desde nuestra Tierra, el polo Norte del Sol, y el medio año restante, el polo Sur.

Acerca de la rotación del Sol juzgamos por el desplazamiento regular de los detalles de su superficie. Mas esta esfera de gas no gira como un sólido único, no como la Tierra: un punto del ecuador de la superficie solar realiza una revolución en 25 días, mientras que cerca de los polos el período de rotación constituye 35 días. Tal rotación no uniforme se denomina diferencial, a distinción de la de un sólido cuya velocidad angular de todos los puntos es igual. Hacia la profundidad, la velocidad angular de rotación del Sol también varía, pero no sabemos, de forma completamente segura, cómo precisamente. Lo único claro es que la convección en el Sol, sus campos magnéticos y la rotación diferencial se relacionan y entran en acción recíproca entre sí.

¿Ya es complicado? Pero eso no es todo ni mucho menos. He aquí otra coincidencia de las magnitudes físicas que puede contribuir a la comprensión de los fenómenos solares. Apreciemos las velocidades de los electrones cerca de la superficie del Sol:

$$v_e \sim \sqrt{\frac{kT_\odot}{m_e}} \sim 3 \cdot 10^5 \text{ m/s}.$$

La segunda velocidad cósmica en la superficie del Sol, o sea, la

velocidad de la partícula, suficiente para que ésta escape al espacio cósmico, es igual a

$$v_2 = \sqrt{\frac{2Gm_\odot}{R_\odot}} = 6{,}18 \cdot 10^5 \text{ m/s}.$$

El orden de magnitudes de estas dos velocidades coincide, lo cual significa que una gran parte de electrones del Sol podría abandonar su superficie como la luz. Pero en este caso el Sol resultaría cargado positivamente, ya que las velocidades de los iones positivos son mucho menores. Los electrones, además, serían retenidos no sólo por el campo gravitacional, sino también por el campo eléctrico del Sol. Podemos apreciar el valor de la carga positiva de equilibrio del Sol basándonos en las consideraciones de que la energía de atracción electrostática debe ser del orden de la energía cinética de los electrones (y esta última, a su vez, del orden de la energía gravitacional del electrón):

$$\frac{eQ}{R_\odot} \sim kT_\odot \sim G\frac{m_e m_\odot}{R_\odot}.$$

De aquí, la carga eléctrica del Sol es igual a

$$Q \sim \frac{Gm_e m_\odot}{e} \sim 2{,}5 \cdot 10^8 \text{ unidades absolutas} \sim 0{,}08 \text{ C}.$$

Hablando sin ambages, es una magnitud ínfima. No son muchos los electrones que se escaparon del Sol, uno de cada 10^{39}, como máximo. Además, la propia existencia de carga positiva del Sol es un hecho puramente especulativo, no confirmado ni siquiera por las mediciones indirectas. Aquí, más bien, lo que importa es el posible carácter inestable de la carga en la superficie solar. Tal vez con los flujos no estacionarios de electrones pueda estar relacionado cualquiera de los fenómenos observados en la superficie del Sol. Y esos fenómenos no son pocos.

"Además de gránulos, supergránulos y espículas*), propios de la atmósfera solar normal (no perturbada), en esta última también se observa una serie de "perturbaciones", es decir, de heterogeneidades con tiempos de vida relativamente cortos. Las más importantes de ellas son las manchas, fáculas, erupciones cromosféricas, protuberancias **), rayos de la corona y agujeros". Es una cita tomada de

*) Del latín "spiculum", que significa "punta", "aguijón".
**) Del latín "protuberare", "sobresalir".

un artículo científico dedicado a la hidrodinámica del Sol. Involuntariamente viene a la memoria la novela "Solaris" de Estanislao Lem, donde se describen las manifestaciones del océano animado de un planeta fantástico: "No hay término que reproduzca lo que sucede en Solaris. Sus "arborimontes", "larguritas", "hongazos", "mimoides", "simetriadas" y "asimetriadas", "espinazos" y "celeristas" suenan extraordinariamente artificial, pero dan cierta idea acerca de Solaris incluso a quienes no han visto nada excepto fotografías no claras y películas demasiado imperfectas". Lem subraya la analogía también con la denominación del planeta: Solaris es un derivado evidente del nombre latín del Sol; Solaris significa solar.

El material real acerca de la atmósfera del Sol y de algunos fenómenos en ella es bastante abundante. No obstante, la mayor parte de ese material queda fuera de los márgenes de este libro, debido a que la red de nexos causales que los abarca es todavía rala. He aquí cómo se halla estructurada la atmósfera del Sol en términos generales.

Aquello que llamamos superficie visible del Sol es un concepto convencional, ya que la luz con distintas longitudes de onda abandona nuestro Lucero a partir de profundidades diferentes pero semejantes unas a otras. La zona donde se forma la radiación visible del Sol lleva el nombre de fotosfera, del griego "fotos", "luz". En la fotosfera, la temperatura mínima del gas, igual a 4200 K, corresponde a la altura de 200 km sobre la superficie, aproximadamente.

Luego, la temperatura del gas de la atmósfera solar comienza a crecer lentamente. A la altura de 10^4 km, que constituye una septuagésima parte del radio, la temperatura ya es igual a 300 000 K. La zona de la fotosfera hasta esa altura se denomina cromosfera*). Aún más elevada es la temperatura de la corona del Sol, que alcanza un millón y medio de grados kelvin. La misma crea una aureola de forma irregular e inconstante que se observa alrededor del Sol durante sus eclipses totales. Algunos rayos de la corona se extienden a un radio y medio o a dos radios solares. El aspecto y la extensión de la corona solar varían considerablemente.

Pero, ¿por qué en la atmósfera del Sol la temperatura aumenta con la altura? Pues, a primera vista, al alejarse de la superficie del Astro, también la temperatura debería disminuir?

Cabe señalar que no se puede emplear con pleno derecho la palabra "temperatura" refiriéndose al gas de la cromosfera y la corona. La temperatura es la característica de un gas en equilibrio o próximo a éste, cuyas velocidades en él son mucho menores que la

*) "Khroma" significa en griego "color".

velocidad del sonido. Sin embargo, el plasma de la corona no permanece en equilibrio ni mucho menos. Por eso las temperaturas indicadas para la cromosfera y la corona no son sino las energías características de los electrones a escala corriente de temperatura.

No está del todo claro por qué la energía cinética media de las partículas, tanto de los electrones, como de los protones, aumenta con el alejamiento de la superficie del Sol. El punto de vista adoptado hoy día consiste en que la corona es calentada por el ruido de la convección, o sea, por las ondas sonoras que llegan a la atmósfera superior del Sol desde el nivel donde se libera la energía luminosa. Sin embargo, esta hipótesis, aunque ha sido bastante criticada, se adopta por falta de otras.

En la corona se forma el viento solar. La segunda velocidad cósmica $v_2 = \sqrt{2Gm_\odot/r}$ disminuye con el alejamiento del Sol. Esta es igual a trescientos kilómetros por segundo ya a la distancia $r = 4R_\odot$. Mientras que la velocidad media de las partículas, a la temperatura de la corona, que constituye un millón y medio de grados, es del orden de 100 km/s, y no pocos protones tienen velocidades tres veces mayores. Por eso las velocidades de muchas partículas del plasma allí son suficientes para el escape. Al mismo tiempo, la densidad del plasma disminuye rápidamente con el alejamiento del Sol. A partir de la distancia de 2 a 3 radios solares las colisiones entre las partículas se hacen tan raras que éstas pueden abandonar el Sol sin dificultad, dirigiéndose al espacio cósmico. Eso es precisamente el viento solar.

Desde la más remota antigüedad se conoce su manifestación espectacular: tales son las colas luminosas que aparecen cuando el viento solar sopla sobre los núcleos de los cometas. Pero antes de que las naves cósmicas descubrieron directamente el viento solar, sólo había una hipótesis sobre la existencia de un flujo de partículas cargadas provenientes del Sol. A la distancia de la órbita de la Tierra $a_\oplus$ la densidad media del viento solar constituye $n = 5$ partículas por centímetro cúbico, y su velocidad media $v \approx 320$ km/s.

Apreciemos qué masa pierde el Sol por segundo a expensas del viento solar. Es la densidad de la masa $0{,}5\, nm_H$ multiplicada por la velocidad v y por la superficie de la esfera $4\pi a_\oplus^2$ con el radio de la órbita terrestre:

$$-\dot{m}_\odot \simeq 2\pi a_\oplus^2 nm_H v \simeq 4 \cdot 10^8 \text{ kg/s}.$$

Reviste interés el hecho de que dicha magnitud sólo es un orden menor que la pérdida de masa por el Sol a causa del defecto de masas en las reacciones nucleares: $4{,}5 \cdot 10^9$ kg/s. Es otra proximidad casual de los órdenes de las magnitudes que, sin embargo, no tiene, por lo visto, consecuencias físicas.

Tanto la intensidad del viento solar como la magnitud de la corona cambian considerablemente en función de la actividad solar. Otra manifestación evidente de tal variabilidad del estado de las capas superiores del Sol son las manchas en éste. Cuanto más manchas hay en el Sol y mayores son sus dimensiones, tanto más lejos se extiende la corona del Sol y más intenso es el viento solar.

Las manchas grandes en el Sol se pueden observar incluso a simple vista. Su aparición fue registrada aún en las crónicas chinas. La historia del estudio verdaderamente científico de las manchas solares se inició después de la invención del telescopio. En 1611 las manchas solares fueron descritas simultáneamente por varios científicos europeos, entre los cuales también se encontraba Galileo.

Desde aquella época se estableció una serie de importantes regularidades en la actividad solar. Para mediados del siglo pasado se notó que el número de manchas en el Sol variaba casi periódicamente, con la particularidad de que el período de esa variación constituía 11 años, aproximadamente. Tal variabilidad de la actividad solar continúa hasta la fecha. Es sabido que las manchas solares siempre van acompañadas de fáculas situadas cerca de ellas. Se midieron los campos magnéticos en las manchas solares y resultó que por su magnitud dichos campos pueden superar mil veces los campos magnéticos fuera de las manchas. Se sabe que la estructura de la polaridad del campo magnético en las manchas varía con un período de 22 años, lo cual constituye el doble del período del número de manchas. También se descubrieron muchas otras regularidades.

Lamentablemente, la mayor parte de nuestros conocimientos, referentes a la actividad solar, reviste carácter descriptivo. La correlación de algunos de los fenómenos observados puede ser explicada, pero hoy día todavía no existe una teoría completa de la actividad solar. No hay, incluso, una teoría universalmente reconocida, de nivel cualitativo y con estimaciones numéricas. Tal teoría primaria ha de obtener, en una estimación argumentada, un período de actividad solar del orden de diez años. Desafortunadamente, aún no se logró hacerlo.

En la situación creada surge el deseo de generalizar las observaciones de los dos últimos siglos, extrapolándolas a períodos más largos. El ejemplo que citamos a continuación demuestra hasta qué grado es injusta semejante extrapolación cuando se trata de la actividad solar. De 1645 a 1715 en el Sol ¡casi no había manchas en general! Hasta 1645 el ciclo solar no se distinguía por una regularidad de once años. Cuando en 1890 estos datos fueron extraídos de las publicaciones antiguas por A. Maunder, director del observatorio de Greenwich, hablando francamente no les dieron crédito. Parecía

mucho más lógico explicar la falta de observaciones de las manchas solares por una casualidad o por investigaciones irregulares, que creer en la interrupción real del ciclo solar. Pero, a pesar de todo, es difícil dudar de la existencia real de este intervalo de setenta años de interrupción de la actividad solar, denominado mínimo de Maunder.

El mismo también ha sido confirmado por la reacción de los científicos europeos, quienes consideraban que la aparición, en este tiempo, de manchas aisladas, constituía un acontecimiento extraordinario, así como por el hecho de que en esos años se observó un número reducido de auroras boreales, las cuales surgen a causa del aumento brusco de la intensidad del viento solar. Por último, en los anillos anuales de los árboles, que corresponden a los años 1650–1720, se observa un aumento de un 10% del contenido de carbono radiactivo ^{14}C. Una pequeña cantidad de este isótopo se forma del nitrógeno en las capas superiores de la atmósfera de la Tierra, bajo la acción de los rayos cósmicos. Después ^{14}C es asimilado por las plantas en el proceso de fotosíntesis. El carbono radiactivo ^{14}C se fisiona lentamente, con un período de semidesintegración de 5570 años, transformándose en nitrógeno ordinario ^{14}N. La concentración de ^{14}C permite a los arqueólogos fechar con bastante precisión los artículos de madera.

Los rayos cósmicos son un flujo de partículas de altas energías que incide por todos lados sobre la Tierra. Las reacciones nucleares en las altas capas de la atmósfera son provocadas por los rayos cósmicos no de procedencia solar, ni mucho menos, sino de origen galáctico. Pero, a pesar de todo, la intensidad de dichos rayos guarda relación con la actividad solar: cuanto mayor es el número de manchas en el Sol, tanto más débil es el flujo de rayos cósmicos. Esta relación se realiza por medio del viento solar.

El viento solar, a una distancia del orden de 10^{13} m, es decir, distancia que equivale, aproximadamente, a medio centenar de radios de la órbita terrestre, comprime las líneas de fuerza de los campos magnéticos galácticos. Los rayos cósmicos se propagan, fundamentalmente, a lo largo del campo magnético. Tan sólo las partículas más enérgicas de los rayos cósmicos de la Galaxia pueden penetrar en el seno de esa burbuja magnética alrededor del Sol. El viento solar recorre la distancia hasta su límite durante medio año o un año. Cuando el Sol permanece en calma, el viento solar es más débil y el límite de la magnetósfera solar se acerca haciéndose menos densa. Como resultado, aumenta la intensidad de los rayos cósmicos que alcanzan la Tierra, así como la parte correspondiente a ^{14}C en la atmósfera terrestre.

Durante los años de Sol en calma, en el ciclo corriente de 11 años,

el carbono radiactivo excesivo no llega a acumularse en cantidad suficiente para que por las capas anuales de los árboles se pueda notar la diferencia respecto a los años de Sol activo. Sin embargo, durante setenta años de mínimo de Maunder la diferencia llegó a ser completamente evidente.

La radiación térmica del Sol es constante. La actividad solar modifica tan sólo la parte no térmica, de ondas cortas, de la radiación, cuando las longitudes de onda son menores de 100 nm. En la fig. 24 se ve el segundo máximo, el menor. Pero a esta zona, no obstante, le corresponde menos del 1% de toda la luminosidad del Sol. Como veremos, la parte de ondas cortas de la radiación solar no penetra a través de las capas superiores de la atmósfera terrestre. Por esta causa, la actividad solar prácticamente no modifica el flujo térmico que llega a nuestro planeta y casi no se refleja en el estado atmosférico de la Tierra. La radiación variable de ondas cortas del Sol sólo altera considerablemente el estado de la envoltura exterior más alejada de la atmósfera terrestre.

Por desgracia, todavía no hemos concebido con plena claridad las causas físicas de la actividad solar y otros fenómenos de la atmósfera del Sol. Pero la influencia del Sol sobre el mundo que nos rodea es enorme. Aún hablaremos acerca de una pequeña parte de esta influencia, es decir, acerca de la influencia térmica del Sol sobre la Tierra. Y ahora concedamos la palabra al poeta ruso del siglo XVIII A. Sumarókov:

¡oh, Sol! ¡Un símbolo divino tú encierras!
¡Eres manantial eterno y creador!
¡Animas todo: aguas, aire, tierra,
Del mundo alma y primor!

Capítulo IV

LA ATMÓSFERA Y EL OCÉANO

1. COMPOSICIÓN DE LA ATMÓSFERA

Echen una mirada al azul celeste del firmamento: es la atmósfera de la Tierra. Aspiren aire a pleno pulmón, también eso es nuestra atmósfera. Pero, ¿qué es la atmósfera desde el punto de vista de la física? ¿Qué es lo que determina su composición, su presión y su temperatura a alturas diferentes? ¿Cuál es la causa de su movimiento y de sus vientos? ¿Cómo los vientos originan las corrientes oceánicas? Trataremos de contestar brevemente a estas preguntas.

Ustedes saben que la atmósfera de la Tierra consta de 78% de nitrógeno, 21% de oxígeno y 1% de argón. También contiene pequeñas impurezas de gas carbónico, vapor de agua y cantidades completamente ínfimas de neón, helio, criptón o hidrógeno. Ahora bien, tratemos de comprender por qué la envoltura superior de nuestro planeta consta precisamente de esos gases y del agua del océano mundial. Pues las atmósferas de otros planetas del sistema Solar son absolutamente distintas, y en ellos, a nuestro parecer habitual, no hay océano. En Venus y Marte predomina el gas carbónico, y en los planetas gigantes, el helio, hidrógeno, metano y amoníaco. Sin embargo, en la Luna y Mercurio no hay atmósfera en general. ¿Por qué?

La composición de la atmósfera se determina antes que nada por la historia geológica del planeta. Los planetas del grupo terrestre, formados a base de la adherencia de pequeñas partículas sólidas, al principio, por lo visto, no tenían atmósfera en absoluto. La materia primaria de los planetas era comprimida por las fuerzas de la gravedad, y ellos adquirían forma esférica. Además, el subsuelo de los planetas se calentaba. Bajo la acción de las altas temperaturas y presiones, en la materia primaria se producían reacciones químicas. En este caso los productos más pesados de dichas reacciones descendían constituyendo el núcleo, los más ligeros formaban la envoltura sólida exterior de los planetas, o sea, su corteza, mientras que los productos gaseosos de las reacciones crearon la primera atmósfera. En la atmósfera terrestre se formó una cantidad tan grande de vapor de agua que la mayor parte de él se condensó. Así fue cómo surgió el océano primario.

No se debe pensar que todo eso sucedió de una vez y para siempre en el pasado lejano. En la Tierra, este proceso continúa también hoy

día, aunque no de una forma tan intensa como al principio de la evolución. También hoy se renueva la corteza terrestre, y los volcanes del planeta arrojan a la atmósfera cantidades considerables de vapor de agua y gas carbónico. Y, además de éstos, también gas sulfuroso, cloruro de hidrógeno y otros gases poco agradables. ¿Por qué, pues, ellos no están presentes en la atmósfera normal?

La respuesta es casi evidente. Todos los gases de la atmósfera deben encontrarse en equilibrio químico tanto entre sí, como con el océano y en la sustancia de las rocas terrestres. Por eso los óxidos ácidos, arrojados por los volcanes, se disuelven muy pronto en el océano, formando ácidos. Estos, a su vez, reaccionando con los óxidos básicos de la corteza terrestre, forman sales. Las sales solubles se encuentran disueltas en el océano, mientras que las insolubles constituyen las rocas sedimentarias.

El lector atento ya habrá notado el punto flaco de tales razonamientos. ¡El oxígeno! Este no entra en la composición de los gases volcánicos, ni tampoco está presente en las atmósferas de otros planetas.

La principal fuente de oxígeno en la Tierra es la vegetación. La clorofila de las plantas, por acción de los rayos solares, transforma el gas carbónico. El carbono de dicho gas forma parte de los compuestos orgánicos de las plantas, y el oxígeno pasa a la atmósfera. No obstante, también existe otra fuente de oxígeno en nuestro planeta. Para comprender cómo funciona, al principio es necesario aclarar la siguiente cuestión: ¿qué es lo que retiene las atmósferas de los planetas, por qué sus gases no se disipan en el cosmos?

Como se sabe, la presión del aire en la superficie de la Tierra es igual a $p_0 = 1{,}013 \cdot 10^5$ Pa. Eso significa que sobre toda la superficie terrestre, cuya área es $4\pi R_\oplus^2$, actúa una fuerza total de $4\pi R_\oplus^2 p_0$. El origen de esta fuerza es, naturalmente, la atracción. De acuerdo con la segunda ley de Newton, dicha fuerza es igual a la masa de la atmósfera terrestre multiplicada por la aceleración de la gravedad g. De aquí no es difícil calcular la masa de la atmósfera de la Tierra:

$$m_A = \frac{4\pi R_\oplus^2 p_0}{g} = 5{,}3 \cdot 10^{18} \text{ kg}.$$

Como se ve, la misma constituye casi una millonésima parte de la masa total de la Tierra. Es aún más interesante comparar la masa de la atmósfera con la del agua en nuestro planeta: el 98% del agua se encuentra en los océanos, el 2% corresponde a los glaciares, principalmente de Antártida y de Groenlandia, mientras que la masa de los depósitos de agua dulce y del vapor de agua es relativamente

pequeña. A su vez, la cantidad total de agua en la Tierra constituye $1{,}4 \cdot 10^{21}$ kg, es decir, su masa supera 266 veces la de la atmósfera.

La aceleración de la gravedad en la Tierra no sólo crea la presión de la atmósfera en la superficie. La misma, además, impide la disipación, o sea, la fuga de los gases atmosféricos al espacio cósmico. Comparemos las velocidades de las moléculas de distintos gases, digamos, a la temperatura de 300 K, con la segunda velocidad cósmica de la Tierra, $v_2 = \sqrt{2gR_\oplus} = 11{,}2$ km/s. Está claro que si la velocidad térmica de las moléculas del gas, $v \sim \sqrt{kT/m}$, es próxima a la segunda velocidad cósmica, tal gas no se retendrá en la atmósfera. Resulta que la velocidad térmica de las moléculas de hidrógeno constituye 1,1 km/s; de las de helio, 0,8 km/s; y la velocidad media de las moléculas de nitrógeno y oxígeno es próxima a 0,3 km/s.

A primera vista todo está en orden. Las velocidades de los gases resultaron menores que la segunda velocidad cósmica. Eso quiere decir que la Tierra puede retener en su atmósfera cualquier gas. En realidad, los gases de la atmósfera, a pesar de todo, se escapan al cosmos, pero muy lentamente. Esto sucede por el hecho de que en las capas superiores de la atmósfera, la temperatura, como pronto veremos, es mucho más alta que en la superficie, alcanzando 1200 K. Esto significa que las velocidades de las moléculas allí superan dos veces las estimaciones efectuadas. Además, fueron estimadas sólo las velocidades medias de las moléculas. En condiciones de equilibrio térmico, con tales velocidades se mueve la mayoría absoluta de las moléculas. No obstante, una pequeña parte de ellas tiene velocidades que superan considerablemente la velocidad media. Esas moléculas rápidas pueden abandonar la Tierra para siempre.

El lector se habrá fijado que a una misma temperatura las velocidades máximas son propias de las moléculas de hidrógeno y de helio, es decir, de los gases de masa molar mínima. Observen la fig. 30. En ella se muestran las masas de distintos gases del aire terrestre y la masa de toda el agua en la Tierra en función de su masa molecular. Ustedes ven que la mayoría de los puntos se hallan cerca de la curva cuyo máximo corresponde a la masa molecular del agua. El contenido relativo de diversos elementos en la Tierra depende, en primer lugar, de la cantidad de éstos formados a consecuencia de las reacciones nucleares en las estrellas. Por eso es preciso comparar la fig. 30 con la 25, donde se muestra el grado de difusión cósmica de los elementos. Ustedes ven que en la atmósfera de la Tierra hay muy poco helio, mientras que en el Sol y en los planetas gigantes, éste constituye un cuarto de su masa. La causa de ello reside en que, a pesar de todo, la fuerza de la atracción terrestre es insuficiente para la retención segura del helio y el hidrógeno.

También por su densidad estos gases son más livianos que los demás. En la atmósfera ellos tratan de ascender más y más. Resulta que la atmósfera terrestre tiene una composición homogénea y está bien mezclada sólo más abajo de los 90 km. Esta parte de la atmósfera se denomina homosfera. Más arriba de ella se halla la heterosfera, parte de la atmósfera terrestre de composición variable. En la heterosfera, la concentración de helio e hidrógeno aumenta con la altura. Más arriba de los 700 km la atmósfera de la Tierra se compone, prácticamente, sólo de esos gases. En lo fundamental, sólo el hidrógeno y el helio se disipan en el espacio cósmico.

Pero las concentraciones de helio e hidrógeno en la homosfera son muy pequeñas. ¿De dónde, pues, surgen estos gases en la heterosfera? Al parecer, su cantidad debería decrecer constantemente, ya que los mismos se fugan.

Resulta que existen procesos que mantienen el contenido de esos gases ligeros en la atmósfera. El helio se forma en la corteza terrestre al desintegrarse los elementos radiactivos pesados. ¡Y el hidrógeno de la atmósfera superior se forma del agua! Bajo la acción de la parte ultravioleta de la radiación solar, las moléculas de H_2O, a las alturas de 30 a 50 km, se descomponen en hidrógeno y oxígeno. De este modo, la fuga de hidrógeno al cosmos conduce a la reducción de agua en la Tierra y al incremento del contenido de oxígeno en la atmósfera.

De la atmósfera al cosmos cada segundo se fuga 1 kg de hidrógeno, aproximadamente. ¿Es mucho o poco? Calculemos en cuánto

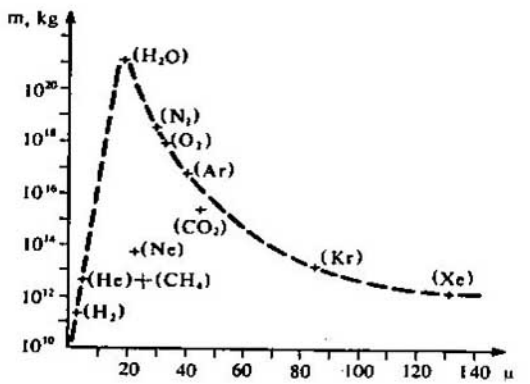


FIG. 30. Masas de los gases de la atmósfera terrestre y del agua del océano en función de su masa molecular.

tiempo se consumirá el agua de los océanos y glaciares del planeta. 1 kg de hidrógeno se contiene en 9 kg de agua. Dividiendo la masa del océano por esta velocidad de reducción, resultará que el agua terrestre se consumirá dentro de $1{,}5 \cdot 10^{20}$ s, o sea, dentro de 5 billones de años. Así pues, el océano puede considerarse inagotable, ya que la edad de la Tierra constituye "tan sólo" 4 500 millones de años.

Ahora llegó el momento de estimar cuánto oxígeno se formó durante la existencia de la Tierra. Esta estimación será muy aproximada: en efecto, no se puede considerar que durante todo ese tiempo el Sol resplandecía igual que hoy. Pero haremos la prueba: 8 kg por segundo durante 4 mil millones de años arroja el resultado de 10^{18} kg de oxígeno, precisamente la cantidad que contiene nuestra atmósfera y que constituye la quinta parte de su masa.

Esta coincidencia no se debe sobreestimar. Pues para llevar el equilibrio químico de la Tierra al estado actual se necesitó mucho más oxígeno que el contenido en la atmósfera: para oxidar el metano y el amoníaco de la atmósfera inicial y para oxidar todas las rocas de la corteza terrestre. Esto hubiera sido imposible sin las plantas. Las mismas producen, según el orden de magnitud, 10^{14} kg de oxígeno al año, o bien, $3 \cdot 10^6$ kg por segundo. Eso es mucho más que lo que proporciona la disipación del hidrógeno en el cosmos. Sin embargo, la cantidad de oxígeno en la atmósfera hoy día no aumenta, ya que todo el oxígeno producido por las plantas se consume en la respiración de los animales, la oxidación de los gases volcánicos, la combustión y putrefacción de las plantas muertas.

La disipación de los gases en el cosmos determina cualitativamente la composición y la masa de las atmósferas también de otros planetas del sistema solar. Pero para comprender la causa de la diversidad de sus atmósferas, antes es necesario aprender a determinar las temperaturas de estas últimas.

2. EQUILIBRIO TÉRMICO DE LOS PLANETAS. SUS ATMÓSFERAS Y OCÉANOS

La radiación solar calienta las superficies de los planetas y sus atmósferas. La esfera del Sol caldeada por las reacciones termonucleares irradia uniformemente, en todas direcciones, una potencia luminosa $L_\odot = 3{,}83 \cdot 10^{26}$ W. ¿Qué parte de ella va a parar a la Tierra? Como es fácil comprender, esta parte es igual a la relación entre el área $\pi R_\oplus^2$ del disco terrestre y la superficie $4\pi a_\oplus^2$ de la esfera de radio $a_\oplus$ de la órbita terrestre. Sobre la Tierra incide sólo media milmillonésima parte de toda la radiación solar. Esa parte,

multiplicada por la luminosidad del Sol $L_\odot$, nos da justamente la potencia luminosa que llega a nuestro planeta:

$$P = L_\odot \frac{R_\oplus^2}{4a_\oplus^2} = 1{,}75 \cdot 10^{17} \text{ W}.$$

¿En qué se consume dicha potencia? Parte de ella es reflejada por la Tierra directamente al cosmos. Los demás planetas y la Luna se ven en el cielo estelar precisamente gracias a la luz reflejada. Así mismo, alejándose en el espacio cósmico, también se puede ver la luz reflejada por la Tierra. Según su color, esa luz no coincide con el espectro de la fuente (el Sol), debido a que la atmósfera de la Tierra y el océano absorben mejor los rayos rojos que los azules. Es por eso que desde el cosmos nuestro planeta parece azul en general.

La parte de energía luminosa reflejada se denomina "albedo" y se designa por A. Esta palabra latina proviene de "albus", blanco. El albedo es una especie de grado de blancura. La precisión con que conocemos el albedo de nuestro propio planeta, hasta los últimos tiempos no era grande. Se consideraba que la Tierra reflejaba al cosmos de un 30 a un 40% de la luz que incide sobre ella. Las últimas mediciones efectuadas desde los satélites han demostrado que el valor del albedo constituye el 28%.

¿A dónde, pues, va a parar el resto de energía, o sea, $P(1 - A)$? Está claro que precisamente dicha energía es la causa de que, en comparación con el cosmos, en nuestro planeta hace calor. Pero no se debe olvidar que la radiación solar alimenta la Tierra constantemente y si no hubiera evacuación de energía, la temperatura terrestre crecería sin cesar y muy rápidamente. Por consiguiente, la evacuación de calor existe. Es fácil darse cuenta que esta evacuación se realiza por el mismo proceso físico que la radiación del propio Sol, o sea, por la radiación térmica. Pues sí, figúrense que la Tierra y los demás planetas también son fuentes de radiación. Pero la temperatura de esta radiación no es grande y, por lo tanto, el máximo de su espectro corresponde a longitudes de onda alejadas de la gama visible. La radiación térmica de la Tierra y los planetas se produce en una gama infrarroja lejana, de modo que resulta invisible para el ojo.

Vamos a calcular la temperatura de radiación térmica de equilibrio de nuestro planeta considerando que su albedo constituye el 28%. El flujo térmico de la radiación solar absorbida por la Tierra, $P(1 - A)$, debemos igualarlo al flujo total de radiación térmica de la Tierra. En término medio ésta irradia como

un cuerpo negro con una temperatura de radiación $T_\oplus$, la cual ahora hallaremos precisamente. De acuerdo con la ley de Boltzmann, la densidad del flujo de radiación es $\sigma_B T_\oplus^4$, y para determinar el flujo total es necesario multiplicar dicha magnitud por el área de la superficie terrestre $4\pi R_\oplus^2$. Por consiguiente,

$$4\pi R_\oplus^2 \sigma_B T_\oplus^4 = (1 - A) L_\odot \frac{R_\oplus^2}{4a_\oplus^2} =$$

$$= (1 - A) 4\pi R_\odot^2 \sigma_B T_\odot^4 \cdot \frac{R_\oplus^2}{4a_\oplus^2}.$$

De aquí, extrayendo la raíz de cuarta potencia, obtenemos:

$$T_\oplus = T_\odot \sqrt{\frac{R_\odot}{2a_\oplus}} (1 - A)^{1/4} = 257 \text{ K}.$$

El máximo de radiación térmica a tal temperatura corresponde a la longitud de onda $\lambda = 11300$ nm, que es 22 veces más larga que la onda del máximo del espectro solar.

De este modo, para la temperatura de la Tierra se obtiene el valor de 257 kelvines ó 16 grados Celsio bajo cero. ¡Un frío respetable! Y si hubiéramos tomado el albedo igual a 0,4, el resultado obtenido sería aún menor: 28 grados centígrados bajo cero. ¡Un frío de mil demonios! ¿Qué es lo que pasa, al fin y al cabo?

Sabemos que la temperatura anual media de las latitudes templadas de la Tierra es superior a cero, además, una parte considerable de la superficie terrestre se halla ocupada por los trópicos, donde tanto en verano como en invierno la temperatura rara vez desciende por debajo de los 25°C. ¿Puede ser que la Tierra tenga otro manantial de calor además de la radiación solar? Por ejemplo, ella puede calentarse a expensas de la desintegración radiactiva de los elementos pesados en sus entrañas.

Sí, semejante manantial de energía existe realmente. La temperatura en el subsuelo de la Tierra es más alta que en la superficie. La misma aumenta, aproximadamente, a razón de 30 grados por cada kilómetro de profundización en la corteza terrestre. Conociendo la conductibilidad térmica de las rocas terrestres se puede apreciar el flujo térmico que se dirige de las entrañas de la Tierra al exterior. Tomemos, para la apreciación, el coeficiente de conductibilidad térmica del basalto, $\varkappa = 2 \text{J/(m·s·K)}$. Entonces, para determinar el flujo térmico que pasa a través de toda la superficie terrestre $4\pi R_\oplus^2$, es necesario multiplicar por ésta el coeficiente de

conductibilidad térmica $\varkappa$ y el gradiente de temperatura $\frac{dT}{dz} =$ $= 0{,}03$ K/m. Ese flujo constituye

$$Q = 4\pi R_{\oplus}^2 \varkappa \frac{dT}{dz} \simeq 3 \cdot 10^{13} \text{ W}.$$

Ustedes ven que el flujo térmico radiactivo se atrasa casi en cuatro órdenes con respecto al calor que la Tierra recibe del Sol. El flujo de calor procedente de las entrañas de la Tierra, de por sí, podría mantener la temperatura en la superficie terrestre en un orden menor que la actual, es decir, nada más que en 30 kelvines. Por eso el calor de la desintegración radiactiva de los elementos, que calienta las rocas en las profundidades de la Tierra, prácticamente no influye sobre el clima de nuestro planeta, ni siquiera en condiciones de noche polar.

Así pues, el flujo térmico procedente de las entrañas terrestres no puede explicar la disparidad de las temperaturas superficial y de radiación de la Tierra. Hay que buscar otra causa. Esta es la siguiente. Resulta que, por regla general, no es la superficie terrestre por sí misma la que irradia calor al cosmos, sino la atmósfera de la Tierra, ¡la capa de aire que la rodea! A primera vista este hecho parece extraño, ya que el aire es transparente y no debería retener la radiación de la superficie sólida de la Tierra y de su océano. Pero el espectro de radiación a la temperatura de la superficie terrestre, de cerca de 300 K, se encuentra en la zona infrarroja lejana. Por lo tanto, no podemos decir nada de las propiedades de las sustancias acerca de dejar pasar la radiación si nos basamos tan sólo en nuestras sensaciones. Ahora bien, las mediciones realizadas con espectrómetros infrarrojos evidencian lo siguiente. En la gama infrarroja los componentes principales del aire—el nitrógeno, el oxígeno y los gases inertes—son transparentes. Un rayo, al atravesar todo el espesor de la atmósfera integrada sólo por dichos gases, se debilita insignificantemente, incluso si el mismo es infrarrojo. Sin embargo, el dióxido de carbono CO_2 y el vapor de agua H_2O, presentes en la atmósfera en cantidades pequeñas, absorben la radiación infrarroja con tanta intensidad que son precisamente ellos los que determinan la transparencia de la atmósfera terrestre en la luz infrarroja. Por consiguiente, también son ellos los que determinan las propiedades de radiación de nuestra atmósfera. La altura donde la radiación infrarroja abandona la Tierra depende de la humedad inconstante del aire y del contenido de dióxido de carbono.

Las temperaturas de equilibrio de otros planetas pueden calcularse de la misma forma que las de la Tierra. Estas dependen, primordialmente, de la distancia que separa los planetas del Sol. Cuanto más lejos se halla la órbita, tanto más baja es la temperatura de la superficie del planeta.

El albedo de los cuerpos del sistema solar varía dentro de amplios límites: desde el 6% en Mercurio y la Luna hasta casi el 100% en el satélite Encélado de Saturno. El albedo de los planetas grandes no está sujeto a cambios tan amplios. Puesto que aplicando tales procedimientos no se logra averiguar las condiciones exactas de temperatura en cada uno de ellos, en nuestras estimaciones admitamos que el albedo de los mismos constituye el 40%. Las temperaturas de equilibrio de los planetas calculadas de esta forma se apuntan en la tabla 8.

Ahora explicaremos cómo se pueden apreciar las propiedades de la atmósfera de un planeta si se conoce su temperatura, el radio y la masa. En el ejemplo de la Tierra el lector ha visto que la capacidad de un cuerpo celeste de retener el gas de la atmósfera depende de la relación entre la velocidad térmica de las moléculas y la segunda velocidad cósmica. Vamos a componer ahora otra relación que también será el criterio de retención de la atmósfera. Comparemos la energía de atracción gravitacional de una molécula de masa μ/N_A con su energía cinética media. Claro está que si la relación entre dicha energía gravitacional $Gm\,\mu/N_A R$ y la magnitud kT resulta pequeña, entonces, el gas de masa molecular μ no podrá encontrarse por completo en la atmósfera. El mismo abandonará con gran rapidez el planeta para disiparse en el espacio cósmico. Por el contrario, para que exista una atmósfera estable y potente, la relación $\xi = Gm\mu/N_A kT$ debe ser mucho mayor que la unidad.

Como se ve claramente, la magnitud ξ es la relación entre los cuadrados de la primera velocidad cósmica del planeta y la velocidad térmica de las moléculas. Calculemos tal relación para la Tierra cuando $\mu = 1$:

$$\xi_0 = \frac{Gm_\oplus}{kN_A R_\oplus T_\oplus} = 30.$$

El parámetro ξ_0 para la Tierra resultó mucho mayor que la unidad, lo que precisamente corresponde a la atmósfera grande y estable de nuestro planeta. Hagamos una estimación análoga también para otros cuerpos celestes. Calculemos para el Sol, los planetas y algunos de sus satélites la relación

$$\xi_0 = \frac{Gm}{kN_A RT}$$

y comparemos su valor con nuestros conocimientos sobre sus atmósferas. Naturalmente que como temperatura del Sol en este caso consideraremos la temperatura de su superficie, y para apreciar las temperaturas de los planetas y los satélites utilizaremos sus temperaturas de radiación.

Hablando en rigor, para Mercurio, Venus y la Luna habría que tomar en consideración el hecho de que su rotación es lenta y, por

TABLA 8 ATMÓSFERAS DE LOS CUERPOS DEL SISTEMA SOLAR

Cuerpo celeste	Radio (m)	Temperatura (K)	ξ_0	Descripción de la atmósfera	Composición de la atmósfera
Sol	$7 \cdot 10^8$	5780	4000	El Sol es una esfera gaseosa en su totalidad	e^-, H^+, H He
Mercurio	$2{,}4 \cdot 10^6$	400	2,8	Prácticamente no hay atmósfera	–
Venus	$6{,}1 \cdot 10^6$	290	22	Atmósfera potente sobre la tierra firme	CO_2, N_2
Tierra	$6{,}4 \cdot 10^6$	250	30	Atmósfera potente sobre el océano y la tierra firme	N_2, O_2 H_2O
Luna	$1{,}7 \cdot 10^6$	250	1,4	No hay atmósfera	–
Marte	$3{,}4 \cdot 10^6$	200	1,7	Atmósfera débil	CO_2, N_2
Júpiter	$7{,}1 \cdot 10^7$	110	2000	Atmósfera potente que se transforma constantemente en líquido	H_2, He, CH_4
Saturno	$6{,}0 \cdot 10^7$	80	950	Atmósfera potente que se transforma constantemente en líquido	H_2, He, CH_4
Titán	$2{,}6 \cdot 10^6$	80	5,3	Atmósfera potente sobre el océano de metano (¿?)	N_2, CH_4
Urano	$2{,}5 \cdot 10^7$	55	500	Atmósfera potente	H_2, He
Neptuno	$2{,}2 \cdot 10^7$	45	800	Atmósfera potente	H_2, He
Plutón	$1{,}4 \cdot 10^6$	40	1,7	No hay atmósfera (¿?)	–

consiguiente, las temperaturas de sus hemisferios alumbrado y oscuro se diferencian bastante, y para retener la atmósfera es importante la temperatura del hemisferio alumbrado. Pero también así se obtuvo una concordancia cualitativa. Fíjense que cuanto menor es ξ_0 tanto más débil es la atmósfera del planeta y más pesado (según su masa molecular) es el gas que la constituye. Para $\xi_0 < 3$ no existe atmósfera en general. Marte, para el cual ese parámetro es igual a 7,7, tiene una atmósfera pequeña compuesta principalmente de gas carbónico pesado. En cambio, el contenido de vapor de agua, cuya masa molecular es pequeña, en la atmósfera de Marte es ínfimo.

En la tabla se halla incluido el satélite Titán de Saturno, único cuerpo del sistema solar, a excepción de los planetas, en el cual se ha revelado atmósfera. Este hecho ha sido resultado de las observaciones astronómicas y fue confirmado definitivamente gracias al vuelo de la nave cósmica norteamericana "Voyager-1", que en 1979 y 1980 transmitió a la Tierra las fotografías de Júpiter y Saturno, así como de sus satélites.

A su vez, los grandes valores de ξ_0 para los planetas gigantes concuerdan con la circunstancia de que en su composición entran sustancias de pequeña masa molecular. El hidrógeno y el helio sólo pueden retenerse en la atmósfera de los cuerpos bastante macizos. Pero los propios planetas gigantes, por lo visto, se han hecho gigantes precisamente porque el hidrógeno y el helio son los elementos más difundidos del sistema solar. Al parecer, el descenso de la temperatura de radiación de equilibrio en función del alejamiento del Sol, condujo a que los planetas gigantes, constituidos por gases ligeros, estén situados en la periferia del sistema solar, mientras que los planetas pequeños, cuya masa consta casi totalmente de sustancia densa, se hallen dispuestos cerca del Sol.

La explicación de la composición de las atmósferas valiéndose de la magnitud ξ_0, atrae por su sencillez, pero es natural que no da la posibilidad de predecir unívocamente su composición química. Es preciso además, que los distintos gases de la atmósfera sean capaces de coexistir y que no reaccionen rápidamente unos con otros, así como con las sustancias de la superficie del planeta. Esta última condición, sin embargo, no es absolutamente indispensable. Por ejemplo, la atmósfera de la Tierra contiene gran cantidad de oxígeno que es activo y entra fácilmente en reacciones químicas. En la superficie de nuestro planeta hay bastante combustible y sustancias capaces de oxidarse: recuerden, por lo menos, los incendios forestales. Como ya se ha señalado, el equilibrio de oxígeno se mantiene constantemente por las reacciones de la

fotosíntesis. Así pues, las atmósferas planetarias deben ser estables con respecto al equilibrio químico cuando la mitad del planeta es irradiada constantemente por la luz solar.

Por lo visto, el dióxido de carbono estaba presente, en grandes cantidades, en la atmósfera primitiva de la Tierra, la cual en aquella época se parecía mucho más a la atmósfera de Venus. Pero ahora, el carbono absorbido por las plantas en el proceso de fotosíntesis se ha acumulado en los depósitos geológicos. Se trata del carbón de piedra, el petróleo, el gas natural y la creta. Esta última se formó de los restos de esqueletos y conchas de organismos prehistóricos.

¿Y cómo surgió el océano? ¿Hay océanos en otros planetas y de qué se componen? En primer lugar debemos formular con precisión qué es, pues, el océano y en qué condiciones puede surgir.

El océano es una capa considerable de líquido sobre la superficie del planeta, separada de la atmósfera por un límite bien marcado. Por eso la temperatura, aunque sea en una parte de la superficie del planeta, debe ser superior a la temperatura de fusión de la sustancia que constituye el océano. Pero eso no es suficiente. Pues en caso de que la masa total del referido compuesto químico en el planeta sea pequeña, puede suceder que, incluso a la temperatura requerida, el mismo vaya a parar por completo a la atmósfera en forma de gas. Por lo tanto, para que el océano exista es necesario que la presión parcial de cualquier gas en la superficie del planeta resulte mayor que la presión del vapor saturado.

Pero tampoco eso es suficiente. Para cada compuesto se conocen los valores de la presión crítica y de la temperatura crítica. Si la presión supera la crítica, o si la temperatura supera la crítica, entonces no existe diferencia física entre el líquido y el gas, ni tampoco existe superficie de separación entre dichas fases, y las mismas pasan continuamente de una a otra. De aquí se infiere inmediatamente que en ningún planeta del sistema solar puede existir un océano de helio ni de hidrógeno. La temperatura crítica del helio constituye sólo 5 K, y la del hidrógeno, 33 K. Son más bajas que las temperaturas de radiación de todos los planetas. El helio y el hidrógeno presentes en abundancia en las atmósferas de los planetas gigantes, al sumergirse en sus entrañas, pasan continuamente, como en el Sol, a las capas densas de la sustancia fuertemente comprimida. Aunque allí esa sustancia tiene aspecto de líquido—las distancias entre las moléculas son próximas a las dimensiones de ellas mismas—no podemos llamarla océano: pues no existe una divisoria entre él y la atmósfera.

Por la misma causa, en Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno no hay océanos ni de metano ni de amoníaco, aunque en las

atmósferas estos gases están presentes en pequeñas proporciones. A las alturas donde la presión parcial, digamos del metano, supere la presión de su vapor saturado, éste comenzará a condensarse. Pero no para formar un océano. Por cuanto su concentración total es pequeña, tal condensado no será una capa de líquido, es decir, no será un océano, sino una capa de pequeñas gotas de metano, mejor dicho, una nube de metano.

Para tener una idea más clara de las condiciones de existencia del océano, supongamos, por un momento, que la temperatura de la superficie de la Tierra resultó mayor que en realidad. ¿Comenzará a hervir el océano terrestre si la temperatura constituye 100°C? No. Una parte de agua se evaporará pasando a la atmósfera, de modo que la presión parcial del vapor de agua en la superficie del océano resultará igual a 1 atmósfera, que es la presión del vapor saturado de agua a esa temperatura. Y la presión atmosférica total en la Tierra será igual a 2 atmósferas; su segunda mitad será creada por las presiones parciales del nitrógeno y el oxigeno. El océano, en este caso, todavía se conservará. ¿Y a qué temperatura el mismo se evaporará por completo?

Hallemos al principio la presión en la superficie de la Tierra, mejor dicho, en la superficie de la Tierra seca. Si toda el agua del planeta pasa a la atmósfera, su presión resultará 267 veces mayor que la actual, puesto que la masa de agua supera 266 veces la masa de la atmósfera. Sin embargo, la presión de 267 atmósferas sobrepasa la presión crítica del vapor de agua, que es igual a 218 atmósferas. Debido a ello, al elevarse la temperatura, la desaparición del océano transcurrirá de la siguiente manera: la atmósfera irá saturándose cada vez más de vapor de agua hasta el momento en que la presión de éste en la superficie del océano sea igual a la presión crítica. Eso sucederá a la temperatura crítica que, para el agua, es igual a 374°C ó 647 K. En tales circunstancias la frontera agua - atmósfera desaparecerá, y la presión en el antiguo fondo oceánico constituirá 267 atmósferas.

Volvamos otra vez a la temperatura terrestre ordinaria que, en término medio, constituye 15°C. A tal temperatura la presión del vapor saturado de agua es igual a 1700 Pa = 0,0168 atm. De aquí es fácil apreciar la masa de agua contenida en toda la atmósfera terrestre:

$$m_{H_2O} \simeq 4\pi R_\oplus^2 p_{H_2O} \frac{1}{g} \simeq 9 \cdot 10^{16} \text{ kg}.$$

Se sobreentiende que, para la existencia del océano, la masa de agua en el planeta debe sobrepasar obligatoriamente dicho límite.

En el sistema solar, además de la Tierra, el único pretendiente a un verdadero océano es Titán, satélite de Saturno. En su atmósfera, además de nitrógeno, que constituye la mayor parte de ésta, se ha descubierto metano y ácido cianhídrico HCN. La temperatura de la superficie de Titán, igual a 93 K, la cual fue medida por "Voyager-1", es mayor que la temperatura de fusión del metano, igual a 90 K, y menor que su temperatura crítica, igual a 191 K. En cuanto a la presión de la atmósfera en la superficie de Titán, ésta resultó 1,6 veces mayor que la de la atmósfera terrestre. A la temperatura de 93 K la presión del vapor saturado de metano es igual a 0,16 atm. Por consiguiente, para la existencia en Titán de un océano metánico es suficiente que el contenido total de metano en sus capas superiores exceda el 10%.

Supongamos que resultó así, lo cual es completamente real. Y ahora quisiéramos que el lector se imaginase el cuadro de la superficie de Titán. La costa del océano de metano está formada de hielo de agua común con impurezas de amoníaco y ácido cianhídrico congeledos. Sobre las olas verdoso-grisáceas metánicas cae nieve de metano. La escasa luz del lejano Sol, no más fuerte que la de la Luna en la Tierra, se cuela a duras penas por entre las rojizas nubes de metano.

Pero he aquí en el horizonte aparece un círculo más, difuso y claro, cuyo tamaño constituye 12 lunas terrestres. Es Saturno*) que comienza a salir. Hay que abandonar rápidamente la costa del océano y trasladar la nave a algún promontorio, a un lugar seguro. Pues pronto comenzará la marea, cuya altura en Titán, según las estimaciones, ¡alcanza cerca de cien metros!

El océano asciende majestuosamente, borbotean los torrentes metánicos, y las salpicaduras del oleaje, envueltas en vapor, ascienden a las sombrías nubes que ocultaron por completo el Sol y Saturno. Termina la marea, y una lluvia torrencial metánica amenaza con arrastrarnos de las rocas deleznables...

3. "PASTEL DE HOJALDRE" DE LA ATMÓSFERA TERRESTRE

La estructura vertical de la atmósfera de la Tierra es muy interesante y bastante compleja. Con la altura cambia

*) Aquí se supone que Titán no muestra siempre a Saturno un mismo hemisferio, sino que gira respecto a él. Ignoramos si en realidad es así. La atmósfera de Titán es tan densa que, por ahora, no se ha logrado distinguir los detalles de su superficie.

simultáneamente la densidad ρ, la presión p y la temperatura T del aire. No es difícil obtener ecuaciones que determinen la variación de la presión y la densidad en función de la altura. Una de esas ecuaciones es la del gas perfecto de masa molecular $\mu = 29$, que es la masa molecular media de nuestra atmósfera de nitrógeno y oxígeno:

$$p = \frac{\rho N_A kT}{\mu}.$$

La segunda ecuación también es bien conocida por el lector, pues se trata de la ecuación de la hidrostática, que muestra cómo varía la presión en el líquido en función de la altura z. Sin embargo, la densidad de la atmósfera, a diferencia de la del líquido incompresible, es variable. Por eso la ecuación de la hidrostática conviene escribirla en forma diferencial, para la variación de la presión dp en función del incremento de la altura en dz:

$$dp = -\rho g dz.$$

El signo menos demuestra que la presión disminuye con la altura.

Eliminando, de estas dos ecuaciones, la densidad, se puede obtener una ecuación diferencial para la presión en función de la altura:

$$\frac{1}{p} dp = -\frac{g\mu}{N_A kT} dz.$$

Fíjense que el segundo miembro de la ecuación contiene la relación entre el incremento de la energía potencial de la molécula $mgdz = \mu g dz/N_A$ y la energía cinética característica de las moléculas kT.

En caso de que la temperatura no varíe con la altura, esta ecuación diferencial corresponderá a una dependencia exponencial simple de la presión respecto a la altura. Si la temperatura de la atmósfera permaneciera igual, digamos, a 300 K, entonces, la presión y la densidad del aire disminuirían el doble al ascender a cada seis kilómetros.

Pero, en realidad, las variaciones de la presión y la densidad en función de la altura se desvían considerablemente respecto a la referida dependencia exponencial. Eso ocurre a consecuencia de que la temperatura de nuestra atmósfera en función de la altura no es constante ni mucho menos. Esta varía de una forma absolutamente no trivial. Examinen la fig. 31 y traten de adivinar por qué surge

ese "pastel de hojaldre" de los estratos frios y calientes en nuestra atmósfera.

Al ascender de la superficie terrestre, la temperatura al principio disminuye. A la altura de 17 km sobre los trópicos y de cerca de 10 km sobre las regiones polares durante el día polar, la temperatura acusa el primer mínimo: −75°C sobre los trópicos, y −55°C sobre el polo. Y no es un error: ¡a semejantes altitudes la temperatura sobre el polo es más alta que sobre los trópicos!

La zona de disminución de la temperatura, contigua a la superficie terrestre, se denomina troposfera. Esta palabra no proviene de "trópicos", sino de la misma voz griega "tropos", "vuelta", que también dio origen a la palabra trópico. Sobre la troposfera ocurre el viraje de la temperatura, y sobre los trópicos, el giro del Sol en los días de los solsticios.

La siguiente capa de la atmósfera, donde la temperatura crece, se denomina estratosfera. Esta palabra procede de "stratum", que en latín significa "manta". El mínimo de temperatura entre la troposfera y la estratosfera se denomina tropopausa. El aumento de la temperatura en la estratosfera continúa hasta la altura de 55km, aproximadamente. Allí la temperatura alcanza su máximo próximo a 0°C que se llama estratopausa.

Después, hasta la altura de 85 a 90 km se halla situada la mesosfera; "meso" en griego significa "medio". En la mesosfera la temperatura vuelve a bajar hasta −85°C. Más arriba se extiende la termosfera, en la que la temperatura asciende alcanzando 1000–

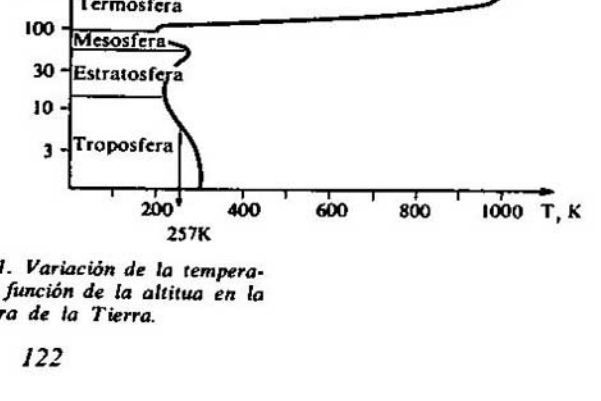


FIG. 31. Variación de la temperatura en función de la altitua en la atmósfera de la Tierra.

1200 K a la altura de 400 km. A alturas todavía mayores, en la envoltura exterior de la atmósfera (en la exósfera), la energía cinética media de las moléculas se mantiene constante. No sería del todo correcto llamarla temperatura, ya que la densidad del gas a tales alturas es tan pequeña que las moléculas prácticamente cesan de chocar entre sí. Pero la energía característica de las moléculas de hidrógeno y de helio a grandes alturas es la misma que a las temperaturas de 1000 ó 1200 grados.

– ¡Pero eso es un disparate! –dirá el lector incrédulo–. ¡Cómo pueden reinar allí temperaturas de 1000 grados si precisamente a esas alturas vuelan las naves cósmicas sin que los cosmonautas se cuezan! De ser así, ese cielo se presentaría recalentado al rojo vivo.

– No, el lector se equivoca. La presión del aire a tales alturas es muy pequeña. A la altura de 400 km ésta constituye tan sólo 10^{-8} mm de la columna de mercurio, lo cual es, al nivel del mejor vacío, accesible en las condiciones terrestres. La densidad del aire allí constituye sólo $3 \cdot 10^{-12}$ kg/m^3. Dicha atmósfera opone a las naves cósmicas una resistencia muy pequeña, permitiéndoles permanecer en la órbita durante años. La temperatura de la atmósfera es grande, pero, debido a la baja densidad, el medio exterior no ejerce influencia sobre la temperatura dentro de las estaciones cósmicas. El "calor" por fuera no es un obstáculo para los cosmonautas. La temperatura en el interior de las estaciones cósmicas, al igual que para los cuerpos celestes naturales, se determina por el equilibrio de la energía térmica trasladada por la radiación infrarroja, y la energía procedente del Sol más la propia liberación de calor.

Pero, ¿por qué, pues, el cielo no es caldeado al rojo? Esta pregunta es más compleja. ¿No se han fijado alguna vez que si en la llama azulada y transparente de un mechero de gas se introduce un poco de sal común o de sosa, la llama se torna amarilla viva y pierde su transparencia? Pero –y el lector puede darme crédito– su temperatura se mantiene invariable. De este modo, el color del gas depende no sólo de la temperatura, sino también de su composición y, principalmente, de la transparencia. Si el medio es transparente, el mismo irradia débilmente. ¡Y cómo el aire no ha de ser transparente a grandes alturas cuando la densidad es tan baja!

Ya estámos acercándonos a la explicación del enigma del pastel de hojaldre. Resulta que el asunto reside en el hecho de cómo la radiación del Sol entra en acción recíproca con los distintos gases de la atmósfera, y cómo esos gases absorben la

luz de diversas longitudes de onda. En la fig. 24 se han mostrado conjuntamente el espectro solar y el espectro de Planck de radiación de la Tierra a la temperatura $T_{\oplus} = 257$ K. El rayado corresponde a las partes del espectro que no pueden llegar directamente al observador terrestre, ya que son absorbidas por los gases de la atmósfera. Una circunstancia, en cierto grado casual, pero afortunada para nosotros, los habitantes de la Tierra, es el hecho de que la mayor parte de radiación del Sol, cuyas longitudes de onda se encuentran cerca del espectro máximo, no sea absorbida por la atmósfera y llegue hasta la superficie, calentándola.

¿Mas dónde se queda y a dónde va a parar la energía absorbida de los sectores rayados del espectro? Ustedes ya saben que la misma es retenida por la atmósfera, pero, ¿a qué alturas? Precisamente allí donde, según la fig. 31, la temperatura es más alta que la de radiación, es decir, en la exósfera y en las capas superiores de la termosfera y la estratosfera.

Casi todos los gases que entran en la composición del aire contribuyen a la formación de la exósfera y la termosfera. Ahí los rayos solares atraviesan el primer filtro que ataja la parte del espectro correspondiente a las ondas más cortas, o sea, el ultravioleta lejano. Precisamente esta parte del espectro solar es la que más se diferencia del espectro de Planck, o sea, del espectro del cuerpo negro. Y ya sabemos que es esa parte la que está relacionada con la variable de actividad solar y con el ciclo del Sol. Por eso la temperatura de la exósfera (que no depende de la altura) es mucho menor en los años de Sol en calma (1000 K) y más alta en los máximos de actividad solar (hasta 1300 K).

Ahora bien, en cuanto a la estratosfera, ésta debe su existencia a un solo gas, al ozono O_3. La zona de su elevada concentración se halla situada entre los 20 y los 60 km, pero dicho gas absorbe totalmente, sin dejar resto alguno, la radiación solar en la gama de $220 \text{ nm} < \lambda < 290 \text{ nm}$ ya en la parte superior de dicha capa. Aunque el intervalo espectral de absorción del ozono no es grande, la parte de energía solar que le corresponde es unas tres veces mayor que en todo el ultravioleta lejano absorbido en la exósfera. Sin embargo, la densidad del aire en la estratosfera es bastante mayor, por eso esa energía se distribuye entre una masa de gas mucho más grande. Es por eso que la temperatura de la estratosfera, cuyo máximo constituye 0°C aproximadamente, aunque supera la de radiación de la Tierra, resulta, no obstante, mucho más baja que la temperatura de la exósfera y la termosfera. Más arriba de la estratosfera ya no hay ozono, puesto que la radiación solar lo descompone en fragmentos de O_2 y O.

En los intervalos entre las capas calientes se disponen las frías. Examinen una vez más la fig. 31 que ilustra el "pastel de hojaldre" de la atmósfera. Tanto las capas calientes como las frías intercambian energía y la emiten al espacio cósmico por medio de radiación térmica. Ahora bien, la energía llega a las capas calientes a expensas de la absorción de la luz solar, mientras que la radiación "comestible" ya no alcanza las capas frías y éstas sólo reciben las "sobras" a costa de la *mezcla* y la radiación secundaria.

Claro está que todo lo expuesto se refiere directamente tan sólo al hemisferio diurno (iluminado) de la Tierra. En el hemisferio nocturno se produce el enfriamiento. Debido a ello, prácticamente en todo el espesor de la atmósfera, las temperaturas por la mañana, antes de la salida del Sol, son las más bajas, mientras que el máximo de calor durante las 24 horas es alcanzado, naturalmente, poco tiempo antes de la puesta del Sol. No obstante, la estructura estratificada de la atmósfera también se mantiene por las noches, ya que el plazo de doce horas es insuficiente para la difusión y destrucción de todas esas cinco esferas: la troposfera, la estratosfera, la mesosfera, la termosfera y la exósfera. Solamente en la noche polar la estructura de la atmósfera es distinta.

La primera capa del pastel atmosférico, contando desde abajo, es una desviación positiva más de la temperatura de radiación de equilibrio de la Tierra. La troposfera es la zona de máxima intensidad de los procesos térmicos y del movimiento de aire, mejor dicho, es la zona del tiempo terrestre. La troposfera es calentada por la parte principal del espectro solar, pero ella misma absorbe menos de la mitad de la energía que llega a su poder. La luz es absorbida fundamentalmente por la superficie del planeta, es decir, por la tierra firme y el océano, que después calientan la atmósfera desde abajo.

Vamos a examinar cómo se distribuyen los flujos de energía que el Sol envía a la Tierra. Tomemos cien unidades convencionales de potencia solar que inciden sobre la Tierra y sigamos sus caminos en la atmósfera (fig. 32). Un tanto por ciento del ultravioleta lejano del espectro solar es absorbido por las moléculas en la exósfera y la termosfera, calentándolas. El ozono de la estratosfera absorbe un tres por ciento más del ultravioleta próximo. La cola infrarroja del espectro solar (4%) queda en las capas superiores de la troposfera que contienen vapor de agua (más arriba ese vapor prácticamente no se manifiesta en absoluto).

Las 92 partes restantes de energía de la luz solar corresponden

a la "ventana de transparencia" de la atmósfera: 290 nm $< \lambda <$ < 2400 nm. Estas penetran en las capas densas de aire limítrofes a la superficie terrestre. Muchas de ellas (45 unidades), preferentemente del sector azul visible del espectro, son disipadas por el aire, confiriendo al firmamento color celeste. Se disipan pero no se absorben y no se transforman en calor, sino que se distribuyen con arreglo a la dirección, convirtiéndose de rayos solares rectos en rayos difusos que se propagan casi paralelamente en todas las direcciones. Y las que más intensamente disipan la luz son las nubes, que representan una suspensión de pequeñas gotas de agua.

Los rayos solares rectos, que constituyen el 47% del flujo luminoso inicial, son los que llegan a la superficie. Esta última refleja, aproximadamente, el 7% de ese 47%, pero dicha luz, en su camino al cosmos, ha de entregar aún 3 unidades a la luz difusa del cielo. Y cuarenta partes de energía de los rayos solares, más ocho partes procedentes de la atmósfera, son absorbidas por la superficie del planeta, calentando la tierra firme y el océano.

La potencia luminosa disipada en la atmósfera (48 partes en total) es parcialmente absorbida por ella misma (10 partes), mientras que el resto se distribuye entre la superficie de la Tierra y el cosmos. ¿Por qué al espacio cósmico se escapa más de lo que

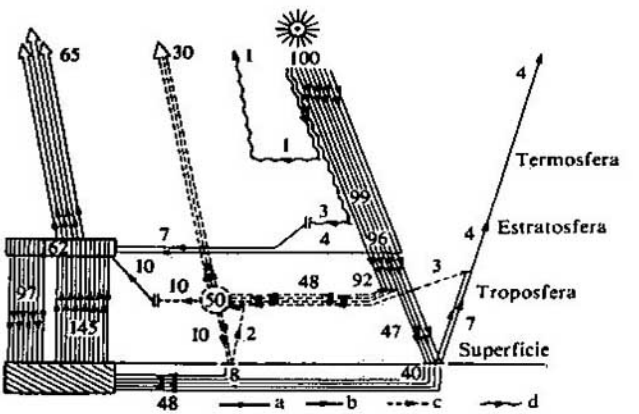


FIG. 32. Esquema del balance térmico de la Tierra: a, radiación infrarroja; b, luz visible directa; c, luz visible difusa; d, radiación ultravioleta.

incide sobre la superficie: 30 partes arriba y 8 abajo? Pues, al parecer, el cielo azul emite luz de la misma manera.

El papel principal aquí lo desempeñan las nubes. No son transparentes, y por eso arrojan hacia atrás mucha más luz que la que dejan pasar hacia abajo. Si ustedes volaron en avión han de recordar la blanca luz de brillo deslumbrante de las nubes iluminadas por el Sol. Desde la Tierra, las nubes pequeñas parecen claras, puesto que dejan pasar bastante luz, pero no tanta, ni mucho menos, como aquella luz ofuscadora que ellas envían hacia arriba. Sin embargo, las grandes nubes de tormenta son oscuras debido a que casi toda la luz que incide sobre ellas, después de disiparse reiteradas veces en las gotas de agua, es proyectada hacia arriba. En este caso la absorción molecular es insignificante, por eso la luz procedente de las nubes es, por su espectro, próxima a la luz blanca solar. Acuérdense además: cuando el avión, al descender, atraviesa la espesa capa de nubes, por todos lados nos rodea una luz blanca opaca, la cual por arriba es algo más brillante que por abajo. Cada volumen de la nube, dentro de cuyos límites es posible ver, recibe más luz por arriba, sin embargo, tanto por arriba como por abajo disipa la misma cantidad de luz. Por eso la intensidad de la luz difusa en el seno de la nube disminuye al descender. La parte inferior de una nube grande es mucho más oscura que su parte superior.

Nos ha quedado el 65% del flujo inicial de energía solar transformada en calor: 3 partes las proporcionó el ozono: 4, el vapor de agua de la troposfera superior: 10 resultaron absorbidas en el espesor principal de la atmósfera, y, por último, 48 partes se transformaron en calor en el suelo y en las aguas del océano. Una parte de esta última energía vuelve a la atmósfera al condensarse el vapor de agua, pero ahora eso no tiene importancia. Todas estas 65 partes, en fin de cuentas se transforman en calor y se emiten al cosmos en forma de radiación térmica.

Pero todo el espectro de radiación térmica de la Tierra, que juntamente con el espectro solar se ofrece en la fig. 24, corresponde a la zona de absorción de vapor de agua y gas carbónico. A raíz de ello, la potencia luminosa, que se transformó en térmica en la superficie terrestre, no puede liberarse de una vez. Es una situación muy parecida a la que sucede en las entrañas del Sol y en el seno de una nube, sólo que en este último caso el flujo luminoso es infrarrojo, invisible para el ojo, y se difunde no hacia abajo, sino hacia arriba. De la misma manera que en el Sol, la radiación se difunde hacia las capas exteriores hasta alcanzar la altura donde la cantidad de gases

absorbentes (en este caso el vapor de agua) es tan pequeña que prácticamente ya no pueden retener la luz e irradiarla otra vez.

Es precisamente esa altura la que determina la superficie de radiación de nuestro planeta, que, desde el punto de vista físico, es análoga a la esfera que llamamos superficie del Sol. La misma se encuentra en la parte superior de la troposfera, allí donde en la fig. 31 la curva de temperatura-altitud atraviesa por primera vez la recta $T = T_{\oplus}$. Si observáramos nuestro planeta a través de unas gafas infrarrojas, nos parecería que tal es su radio. En el esquema del balance térmico de la Tierra (véase la fig. 32) este proceso de transferencia de la radiación se muestra simbólicamente por medio de dos flujos de energía contrarios: 145 unidades convencionales nuestras se dirigen hacia arriba, y 100 hacia abajo. Este mecanismo de calentamiento de la superficie terrestre y de la parte inferior de la atmósfera también se denomina efecto de invernadero. Y, realmente, guarda cierto parecido. En un invernadero los rayos solares también penetran con facilidad a través de la cobertura transparente y calientan el suelo, mas el calor no puede escapar inmediatamente.

Todas estas cifras del balance térmico no son sino cifras medias para la Tierra en su totalidad, en su conjunto, independientemente de la latitud geográfica. Además, casi no dependen de la estación del año. Calcular estas cifras es una tarea muy fácil y la precisión con la cual las conocemos ahora es muy pequeña. Pues el propio albedo de la Tierra, que en este esquema se toma igual al 35% según las últimas mediciones efectuadas desde el cosmos, es sustancialmente menor, constituyendo tan sólo el 28%. No obstante, este balance calorífico explica con seguridad por qué nuestra atmósfera se parece a un pastel térmico de hojaldre y por qué, tras el umbral de nuestra casa, la temperatura media anual es mucho más alta que la temperatura de radiación de equilibrio de la Tierra.

4. LOS VIENTOS DE LA TIERRA

¿Por qué sopla el viento? Pregúntenselo a vuestros conocidos y, probablemente, obtendrán la siguiente respuesta: el viento sopla de la zona de presión elevada hacia la zona de presión más baja. Eso es justo sólo en parte, pero no entendremos la siguiente: cuánto tiempo pueden existir las perturbaciones de la presión.

Supongamos que en una habitación no hay corrientes de aire ni está funcionando un aspirador. Entonces, la presión en ella será constante en una misma altura. Y en caso de que se cree artificialmente una perturbación de la presión, por ejemplo, pinchando un globo bien inflado, sonará un estallido. Es que el aire se ha expandido

y, luego, prosiguiendo por inercia su expansión, engendró en el centro un enrarecimiento que ha vuelto a llenarse, y así sucesivamente. Al propagarse la onda sonora y debilitarse, alcanzar las paredes de la habitación, se refleja de ellas y regresa al centro. Como resultado, al cabo de poco tiempo, correspondiente a las dimensiones de la habitación divididas por la velocidad del sonido, las perturbaciones de la presión se extinguirán mutuamente. En este caso no surgirá ningún movimiento dirigido del aire, o sea, viento.

Pero ahora imagínense el siguiente cuadro: estamos en invierno, bajo la ventana tenemos una calefacción caliente. El aire asciende sobre ésta, pasa por debajo del techo, junto a la pared opuesta desciende y, después de calentar toda la habitación y enfriarse él mismo, se mueve por el suelo y regresa a la calefacción. Aproximadamente de la misma manera se calienta la Tierra en su totalidad. Su calefacción son los trópicos, y sus paredes opuestas, los polos. En tanto que las desviaciones de la presión respecto al valor medio se deben a la diferencia de temperatura y, por consiguiente, a la diferencia de densidad del aire. Son de signo diferente en las distintas alturas y no pueden nivelarse durante varias horas suficientes para que el sonido recorra todo el globo terráqueo.

Como ya sabemos, la causa del transporte de las masas aéreas es la convección, o sea, el ascenso del aire caliente ligero y su sustitución, desde abajo, por el aire frío. Las zonas que se calientan al máximo durante el día son los trópicos, donde los rayos solares inciden sobre la Tierra casi verticalmente. El gradiente de temperatura y su reducción en función de la altura cerca de la superficie, se hace mayor que el adiabático, de equilibrio, lo cual provoca, precisamente, el origen de un flujo de aire vertical. El aire asciende cerca del ecuador, elevando el límite superior de la troposfera. La altura de la troposfera en los trópicos es de unos 17 km, es decir, el doble de su altura en los polos. Pero, ¿dónde debe meterse ese aire? Es fácil comprender que a grandes alturas él fluye del ecuador: el aire septentrional se traslada al norte, y el meridional, al sur (véase la fig. 33). Las corrientes de convección verticales se transforman en horizontales, el aire caliente se enfría parcialmente en la troposfera superior, cediendo la radiación térmica al cosmos, luego, en las latitudes medias desciende y se dirige, de regreso, al ecuador. Pues es preciso compensar las pérdidas de masas aéreas debidas al ascenso de convección que allí se produjo.

Así funciona la máquina térmica de la Tierra. Su rendimiento η no es grande: tan sólo constituye el uno o el dos por ciento. Apreciemos ahora cuál debe ser la velocidad de los vientos en la superficie terrestre. Sabemos que a potencia del manantial de energía es igual a $P(1 - A)$ y que representa la potencia de los rayos solares que inciden

sobre la Tierra menos la potencia de la luz reflejada por nuestro planeta. El orden de su magnitud es de 10^{17} W. Toda esa potencia, al fin y al cabo, se transforma en calor y después en radiación térmica, pero, mientras tanto, una pequeña proporción de ella se convierte en potencia mecánica $P_{\text{mec}} = \eta P(1 - A) \sim 10^{15}$ W que pone en marcha la máquina térmica del planeta.

La energía cinética de los vientos terrestres, en cuanto al orden de su magnitud, es igual a $m_A v_0^2$. Como conocemos la masa de la atmósfera, podemos apreciar la velocidad v_0 característica del viento de la Tierra. Los vientos formados en el ecuador se propagan por todo el planeta, aunque, como veremos, lo hacen de una forma bastante compleja. El tiempo característico de traslado de energía cinética, según el orden de magnitud, constituye $\tau \sim R_\oplus / v_0$ y representa el tiempo al cabo del cual la masa aérea se traslada a la distancia del radio terrestre.

Ahora, para apreciar la velocidad de los vientos y el tiempo de traslado, igualemos la potencia $P_{\text{méc}}$ a la magnitud $m_A v_0^2/\tau = m_A v_0^3 / R_\oplus$, que es la energía cinética dividida por el tiempo de su traslado. De aquí

$$v_0 \sim \left[\frac{\eta P (1 - A) R_\oplus}{m_A} \right]^{1/3} \sim 10 \text{ m/s};$$

$$\tau \sim \frac{R_\oplus}{v_0} \sim 6 \cdot 10^5 \text{ s} \sim 1 \text{ semana}.$$

Diez metros por segundo, 36 kilómetros por hora, ¿no es demasiado para la velocidad media del viento en la superficie de la Tierra? En primer lugar, eso es sólo una estimación y, lo principal, no se debe juzgar acerca de esta magnitud partiendo únicamente de la experiencia del habitante de la tierra firme de las latitudes medias. En los vastos espacios del océano, el viento es mucho más fuerte que en la tierra firme, y la velocidad de una decena de metros por segundo dista mucho de ser huracanada.

Es muy importante la segunda estimación. Una semana es el período característico de variacion del tiempo. También es el período característico de sus fluctuaciones y el límite físico entre las variaciones de corta duración del tiempo, debidas tan sólo a los movimientos de las masas aéreas, y las variaciones de larga duración relacionadas con los cambios en condiciones de calentamiento de la Tierra.

La velocidad del viento v_0, obtenida en las estimaciones, es la velocidad del aire que se mueve cerca de la superficie terrestre, pues en

la energía cinética fue introducida la masa de la atmósfera, cuya parte considerable se halla concentrada a poca altura. Sin embargo, el aire procedente del ecuador se mueve en la troposfera superior, donde su presión y densidad son insignificantes. Claro está que la velocidad del viento allí, arriba, ha de ser tal que compense su afluencia de abajo. Los flujos de masas deben ser iguales. Esta condición nos da, a la altura z, para apreciar la velocidad: $v_z \sim v_0\rho_0/\rho_z$. En la troposfera superior, la densidad del aire es un orden menor que en la superficie. En esa misma magnitud es mayor allí la velocidad del viento. En efecto, a las alturas de cerca de 10 km los vientos soplan con velocidades del orden de un centenar de metros por segundo, o sea, de centenares de kilómetros por hora.

Ahora bien, allí, de hecho, el viento no está dirigido ni hacia el norte ni hacia el sur respecto al ecuador, ni mucho menos. El cuadro representado en la fig. 33 es justo desde el punto de vista cualitativo, pero solamente como la proyección de las direcciones de los vientos sobre el plano. En realidad, el viento superior, tanto en el hemisferio boreal como en el austral, se desvía convirtiéndose en viento occidental, mientras que el viento inferior, dirigido al ecuador, adquiere dirección oriental. Este último viento, que predomina en los espacios oceánicos de las latitudes tropicales, lleva el nombre de viento alisio. La causa de tales desviaciones es la rotación de la Tierra.

Con el fin de comprender mejor cómo la rotación de la Tierra

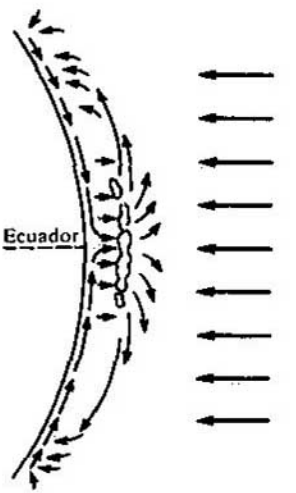


FIG. 33. La convección ecuatorial es la causa de los vientos.

desvía las trayectorias del movimiento, analicemos un ejemplo claro, el movimiento de un satélite. Vamos a ver qué representa la trayectoria de éste en las coordenadas geográficas terrestres. Sobre el mismo actúa tan sólo la atracción gravitacional y, si su velocidad en todos los puntos es paralela a la superficie de la Tierra, entonces la curva de su movimiento es la circunferencia de un círculo grande cuyo centro se encuentra en el centro de la Tierra. El plano de dicha circunferencia es invariable respecto a las estrellas. Sin embargo, la propia Tierra permanece en rotación y, cuando el satélite realiza una revolución T_{sat}, ella gira a un ángulo $\Delta\lambda = 2\pi T_{sat}/P_{\oplus}$. Por eso en la superficie de la Tierra (en las coordenadas geográficas), la trayectoria del satélite tiene aspecto de curva fluctuante no cerrada, cuyas fotos pueden verse en el panel del Centro de Vuelos Cósmicos, que ilustra el movimiento de las naves cósmicas sobre la Tierra.

También es fácil calcular esa trayectoria. Para esto hay que construirla en una esfera inmóvil, hallar la variación de las coordenadas en función del tiempo, es decir, de la longitud λ y la latitud φ, y después desplazar el ángulo λ a velocidad angular $\omega_{\oplus} = 2\pi/P_{\oplus}$, o sea, a velocidad de rotación de la Tierra. El ejemplo de la trayectoria de un satélite se ofrece en la fig. 34.

Las leyes de Newton en su forma inicial son válidas para los sistemas de referencia inerciales, o sea, para los sistemas que se mueven uniforme y rectilíneamente. Sin embargo, al encontrarnos en la Tierra es conveniente relacionar el sistema de referencia con la superficie de nuestro planeta. Eso es precisamente el sistema de coordenadas geográficas. Dicho sistema no es inercial, por cuanto la Tierra gira. La segunda ley de Newton puede escribirse de forma tal que sea válida en un sistema de referencia rotacional. Pero en este caso, a su segundo miembro es necesario añadirle una fuerza complementaria, la cual se denomina fuerza de Coriolis.

La fuerza de Coriolis es perpendicular a la velocidad del punto material y proporcional a la velocidad. Además, esta fuerza depende de la latitud del lugar en función de sen φ. La expresión general para la misma es:

$$F_{Cor} = 2m\omega_{\oplus} v \operatorname{sen} \varphi,$$

siendo m la masa del cuerpo.

Observen otra vez la trayectoria del satélite. Ustedes ven que ella carece de curvatura cada vez que cruza el ecuador, y que la fuerza de Coriolis en este último es igual a cero. En el hemisferio boreal, cuando el satélite se mueve hacia el este, la fuerza de Coriolis se halla dirigida, como regla, hacia el sur, lo cual precisamente conduce a que la trayectoria regrese al ecuador. En el hemisferio austral, el ángulo

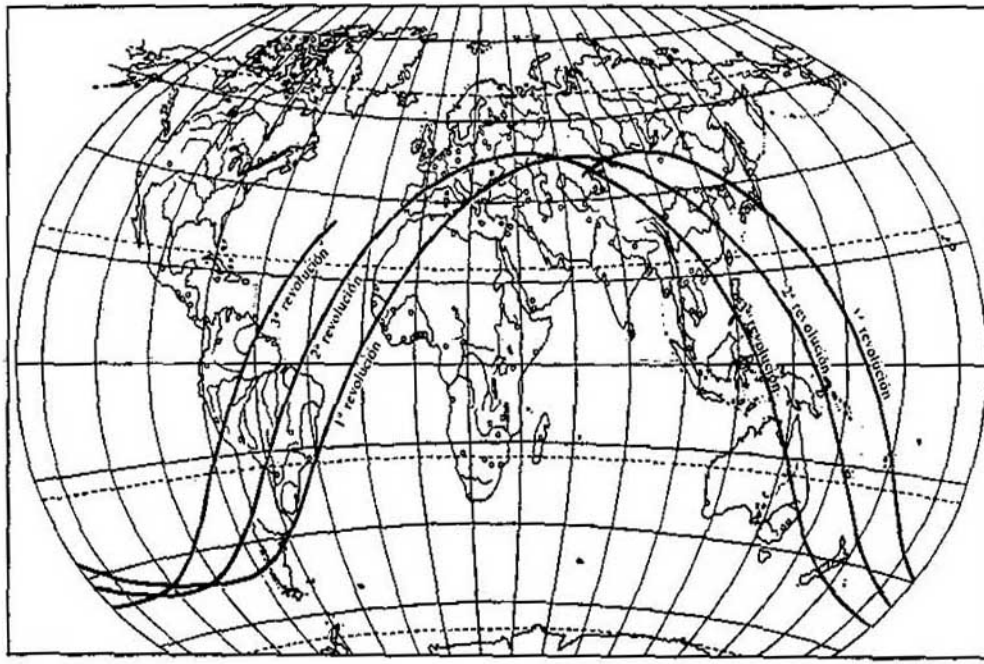


FIG. 34. Movimiento de un satélite artificial sobre la superficie terrestre.

φ cambia de signo, y la fuerza de Coriolis hace girar el satélite hacia el norte.

Subrayemos una vez más que la fuerza de Coriolis no es una fuerza engendrada por cualquier campo de fuerza real, ésta surge tan sólo a consecuencia de la trayectoria que describen los fenómenos en el sistema de coordenadas rotacional. Pues la trayectoria del satélite, al principio ha sido construida en un sistema de referencia inmóvil – ahí es simplemente una circunferencia – y sólo para explicarla en el sistema de coordenadas geográficas nos vimos obligados a recurrir a la fuerza de Coriolis.

Además, la fuerza de Coriolis no debe considerarse ficticia, sus acciones son para nosotros completamente reales. El asunto reside en que vivimos en un planeta que gira, y la mayoría de los fenómenos que observamos se desarrollan en una capa delgada en la superficie de la esfera giratoria. Al moverse por la superficie de la esfera, el punto pasa de un radio de rotación a otro. Si no queremos notar eso, insistiendo en considerar como plano inmóvil la porción de la superficie terrestre que nos rodea, entonces es conveniente adoptar como real la fuerza de inercia, es decir, la fuerza de Coriolis. En el hemisferio boreal, dicha fuerza está orientada hacia la derecha con arreglo a la dirección del movimiento. Por su magnitud, la fuerza de Coriolis es insignificante. Por ejemplo, cuando la velocidad de un coche de turismo es igual a 20 m/s, la aceleración de Coriolis constituye tan sólo 10^{-3} m/s^2, lo cual representa nada más que una centésima de porcentaje de la aceleración de la gravedad. Esta es la razón por la cual la fuerza de Coriolis prácticamente no se refleja en nuestros traslados. Sin embargo, sus manifestaciones se hacen patentes al tratarse de acciones duraderas: los rieles derechos de las vías férreas se desgastan más rápidamente que los izquierdos, y nuestros ríos tienen las orillas derecha abruptas, mientras que las izquierdas son de pendiente suave. Pero es particularmente grande la influencia que ejercen las fuerzas de Coriolis sobre los flujos aéreos globales.

Volvamos a la circulación tropical. Las velocidades de los flujos aéreos que del ecuador se dirigen a la troposfera superior son de 200 m/s aproximadamente. Por supuesto, además de la fuerza de Coriolis, sobre las masas aéreas también actúan otras fuerzas, las llamadas fuerzas aerodinámicas. Pero fíjense cómo cambian su dirección los flujos, primero los perpendiculares al ecuador, tan sólo bajo la acción de la fuerza de Coriolis (fig. 35). Al principio, cerca del ecuador, la fuerza de Coriolis es nula, y los flujos conservan su dirección. Luego, éstos, al igual que las trayectorias de los satélites, se desvían a la derecha en el hemisferio boreal, y a la izquierda en el austral. El giro a 90°, cuando los flujos de aire son dirigidos del oeste

al este en ambos hemisferios, ocurre en la latitud φ_0. Con la velocidad del flujo esa latitud límite se halla relacionada de la siguiente manera:

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{v}{\omega_\oplus R_\oplus}.$$

Para una velocidad de 200 m/s, dicha fórmula proporciona la latitud $\varphi_0 = 24°$. Sin embargo, la referida expresión no tiene en cuenta las fuerzas hidrodinámicas, o sea, las fuerzas que no son de Coriolis. En realidad, ese giro en el sistema de circulación tropical de la atmósfera terrestre ocurre, aproximadamente, en la latitud de 30°. Allí confluyen todos los flujos procedentes del ecuador, formando dos corrientes: la del sur y la del norte, que son, prácticamente, dos vientos de altura que soplan del oeste al este. También se llaman torbellinos circumpolares, es decir, que rodean los polos. La fig. 36 ilustra su mapa real. Estos torbellinos "ciñen" el globo terráqueo.

Se puede decir que, al atravesar los océanos, sobre todo el Pacífico, las corrientes de aire se desplazan hacia las latitudes más altas. Por el contrario, sobre la tierra firme ellas pasan más cerca del ecuador. Desde el punto de vista cualitativo, la causa de tal fenómeno está clara: la convección tropical es más intensa sobre los océanos. En primer término, el albedo del océano es menor que el de la tierra firme, por lo tanto, sobre los espacios acuáticos la densidad de la energía solar absorbida es mayor. En segundo término, sobre los océanos el aire es húmedo. Ahora bien, en iguales condiciones, la densidad del aire húmedo es menor que la del seco, puesto que la

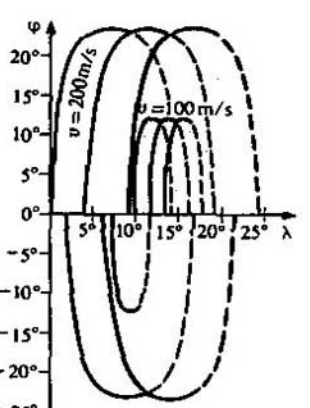


FIG. 35. Desviación de los vientos de altura que parten del ecuador, debido a las fuerzas de Coriolis.

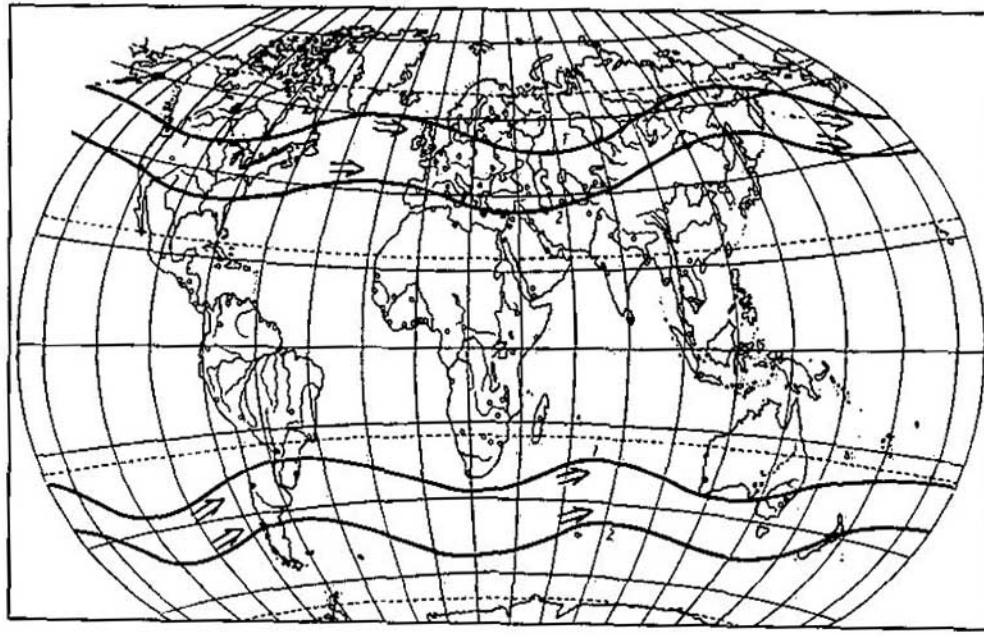


FIG. 36. Posición de los vientos circumpolares en verano (1) y en invierno (2).

masa molecular del vapor de agua es menor que la masa molecular media del aire. Debido a esta circunstancia, los flujos tropicales de convección ascienden sobre el océano a alturas mayores que sobre la tierra firme, comunicando más velocidad a las masas aéreas procedentes del ecuador.

La altura media a la cual se disponen las corrientes de aire es igual a 9 km, y la presión correspondiente a esta altura es de $2 \cdot 10^4$ Pa, lo cual constituye una quinta parte de la presión en la superficie. La velocidad en el centro de las corrientes de aire es de 30 a 35 m/s, o bien, de ciento y pico de kilómetros por hora. Para hacer el recorrido alrededor de la Tierra, la corriente de aire necesita de 8 a 10 días, según sea la estación del año. En algunas ocasiones, los globos sondas llenos de helio circunvolan decenas de veces la Tierra antes de que sean expulsados del torbellino circumpolar. Por cierto, lo expuesto se refiere al hemisferio austral. En cuanto al hemisferio boreal, el intento de dar la vuelta al mundo en el globo aerostático "Julio Verne", emprendido en 1981 por dos norteamericanos, no tuvo éxito. El obstáculo resultó ser el Himalaya, macizo montañoso más alto de nuestro planeta, el cual precisamente se halla en la latitud de la corriente de aire.

Como es natural, las latitudes en las cuales se disponen los torbellinos circumpolares dependen de la estación del año: en primavera y otoño se sitúan casi simétricamente; en verano (del hemisferio boreal) se desplazan hacia el norte, con la particularidad de que el torbellino boreal lo hace hasta $\varphi = 50°$, y el austral, hasta los 25° de latitud sur; en invierno, por el contrario, la corriente boreal de aire desciende, acercándose más al ecuador, mientras que la austral se desplaza hacia los 45° de latitud sur. Tampoco durante una estación la situación del torbellino circumpolar permanece constante. Con frecuencia forma sinuosidades llamadas meandros, que se desplazan lentamente a lo largo del mismo. Dicho fenómeno es una de las causas principales de las intensas variaciones del tiempo.

Durante el ascenso de convección, las masas de aire pasan a las capas altas rarificadas de la atmósfera y, al dilatarse, se enfrían. A la altura donde la temperatura desciende por debajo del punto de rocío, el aire resulta saturado de vapor de agua: se produce la condensación de agua y se forman las nubes. Cerca del ecuador la Tierra siempre está rodeada de un cinturón de nubes. Precisamente allí la convección –el ascenso vertical del aire húmedo– es intensa al máximo, y el cielo sobre el ecuador casi siempre permanece nublado.

El aire que ascendió sobre los trópicos a la altura de 17 km, se enfría hasta 75° bajo cero según la escala de Celsio y se pone muy seco ya que casi toda su humedad ha quedado en las nubes a la altura de

1 a 5 km. Durante el movimiento sucesivo desde el ecuador, y encontrándose en las referidas corrientes, ese aire pierde energía, la cual se consume en la radiación térmica dirigida al cosmos, descendiendo simultáneamente y perdiendo velocidad. Las masas aéreas del flujo de convección acumulan en el ecuador enorme energía interna. La parte de ella que se invierte en la subida, vuelve a liberarse durante el descenso. El camino desde el ecuador hasta las latitudes del torbellino circumpolar, el aire lo recorre con gran rapidez, aproximadamente en 24 horas. Pero en ese plazo tan corto no puede ceder mucha energía al espacio cósmico, por lo cual, cuando vuelve a descender a la superficie, su temperatura es alta, de unos 30°C. Casi esa misma temperatura se observa en el ecuador, con la única diferencia de que allí el aire es húmedo y, por lo tanto, su energía interna es mayor.

El descenso (hacia la superficie) del aire procedente de los torbellinos circumpolares se produce en las latitudes de 25 a 30°. Este aire es muy seco y cálido. Observen el mapa físico del mundo: precisamente allí se encuentran los desiertos más grandes de la Tierra: el Sahara en Africa, y el Arábigo y Thar en Asia. En el hemisferio austral, en las pequeñas porciones de tierra firme situadas más al sur del torbellino circumpolar, también existen desiertos: el Kalahari en Africa y varios otros en Australia. En el continente americano hay menos desiertos (es un mérito de los Andes, enorme cordillera que se extiende de Alaska hasta el extremo meridional de Chile), pero ellos están situados en las mismas latitudes.

El aire seco y cálido baja de las alturas y se derrama por la superficie. La velocidad de su descenso es pequeña, como también son insignificantes las velocidades horizontales. Las latitudes que se encuentran bajo los torbellinos circumpolares son regiones de calma y se denominan latitudes de calmas subtropicales. Pero desde los tiempos remotos son conocidas entre los marineros con el nombre de "latitudes de los caballos". En la época de los veleros solía suceder que éstos no podían salir de dichas latitudes durante meses. Los hombres padecían de calor y sed, pero antes que ellos morían los caballos transportados por mar, y en el fondo de los océanos Atlántico e Indico, en las latitudes de los caballos, yacen no pocos esqueletos equinos.

Las latitudes de calmas subtropicales son regiones de presión elevada, mientras que cerca del ecuador, en la zona de ascenso de convección, la presión es inferior a la normal. Eso concierne a la presión que se mide normalmente al nivel del mar. ¿Por qué, pues, diferencia de presiones es prácticamente constante y por qué no se equilibra a la velocidad del sonido como sucede al batir palmas?

Veamos, sin embargo, cómo está distribuida la presión por la altura cerca del ecuador y bajo las corrientes de aire. Como ya sabemos, la presión varía en función de la altura de la siguiente manera:

$$\frac{1}{p}\frac{dp}{dz} = -\frac{\mu g}{N_A kT}.$$

Las temperaturas de la superficie en el ecuador y en las latitudes de los caballos son casi iguales, pero el aire cerca del ecuador es húmedo. Las impurezas de vapor de agua que, por su masa, alcanzan el 3%, reducen la masa molecular media del gas, puesto que $\mu_{H_2O} = 18$ es menor que $\mu_{aire} = 29$. Por eso el aire ecuatorial es más liviano: el segundo miembro de la ecuación para él es menor y, por consiguiente, su presión en función de la altura cerca de la superficie disminuye más lentamente que la presión del aire seco.

Arriba, sobre el ecuador se encuentra el lugar más frío de la troposfera terrestre, donde la temperatura es de $-75°C$; y a esa misma altura, pero sobre las corrientes de aire, la temperatura aumenta un poco, unos 10 grados. Por cuanto en ambos casos la humedad resulta infinitamente pequeña, ya es la presión ecuatorial la que baja más bruscamente en función de la altura. Más arriba, en la estratosfera, ambas curvas presión – altura confluyen. Las variaciones de la presión en función de la altura en las latitudes ecuatoriales y en las zonas de calma subtropical tienen, aproximadamente, el aspecto representado en la fig. 37. Fíjense, allí donde la presión en la superficie excede la normal, en la troposfera superior ella es menor que en la atmósfera no perturbada a esa misma altura. Por el contrario, siempre

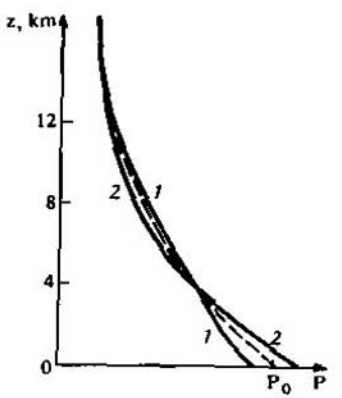


FIG. 37. Presiones en un ciclón (1) y anticiclón (2) en función de la altitud.

que hablemos de "presión baja" conviene tener en cuenta que la misma es inferior a la normal tan sólo en la superficie, allí donde suele medirse, mientras que en las capas superiores ¡la presión es más alta que en la atmósfera media!

Tales irregularidades de la presión no engendran ondas sonoras, sino flujos de aire, el superior y el inferior, dirigidos en sentidos opuestos, los cuales se mantienen debido al ascenso del aire en la zona de baja presión (¡en la superficie!) y a su descenso en la zona de alta presión. Las direcciones primarias de dichos flujos son desviadas por la fuerza de Coriolis en sentido horario en el hemisferio boreal, y en sentido antihorario en el hemisferio austral. Los flujos inferiores, que de las latitudes de calma subtropical se dirigen al ecuador, son precisamente los alisios: vientos del noreste de nuestro hemisferio y del sureste del hemisferio austral.

El científico inglés J. Handley, ya en el año de 1735 había dado casi la misma explicación de los alisios; la única diferencia consistía en que, según su opinión, la circulación atmosférica procedente del ecuador se extendía hasta los polos. En honor de este científico, el ciclo tropical del aire es conocido con el nombre de célula de Hadley.

¿Y cuál es, por término medio, la dirección de los flujos de aire en las latitudes aún más altas? La presión elevada en la superficie de las latitudes de 30 a 40°, bajo las corrientes de aire originan, además de alisios, vientos dirigidos a las latitudes de 60 a 70°. Al mismo tiempo, la presión relativamente baja sobre los flujos de aire solicita el aire no sólo del ecuador, sino también de las latitudes altas. De este modo se forma otra célula de circulación atmosférica, opuesta en cuanto a su dirección y denominada célula de Ferrel *).

La circulación en la segunda célula es mantenida no sólo por la alta presión en las latitudes de treinta grados, sino también por la baja presión en la superficie del océano, correspondiente a las latitudes $\varphi = \pm 60°$. Dicha presión, al igual que la ecuatorial, es resultado de la convección. Y la energía para ésta es suministrada por las corrientes oceánicas.

Por cuanto el movimiento del aire en la célula de Ferrel es opuesto al de la célula de Hadley, también la fuerza de Coriolis desvía los flujos aéreos en sentido contrario. Por eso en las latitudes medias predominan los vientos occidentales. En el hemisferio austral, donde el único obstáculo es la estrecha franja de los Andes en América del Sur, ese viento occidental en la superficie del océano se acelera

*) Maestro de escuela inglés, quien en 1856 modificó el esquema de Hadley.

alcanzando casi fuerza huracanada. No en vano los marineros llaman esta zona de latitudes "cuadragésimas rugientes".

Finalmente, más cerca de los polos, la circulación de aire otra vez adquiere sentido directo. De las zonas de baja presión el aire asciende y desciende cerca de los polos, creando allí una presión elevada en la superficie. Como consecuencia de la desviación de Coriolis, alrededor de los polos predominan los vientos del este.

El esquema de la fig. 38 presenta tan sólo un cuadro muy aproximado de los vientos terrestres. Algunas divergencias están relacionadas con el relieve de la tierra firme y el albedo diferente de los continentes y el mar. Otras divergencias –sus perturbaciones que varían constantemente– son lo que suele llamarse tiempo.

Y una cosa más. Puede formarse la impresión de que la física de los procesos de circulación global es absolutamente clara para nosotros y sólo aquí se expone de forma simplificada, sin fórmulas prudentes. Por desgracia, no es así. La dificultad principal aquí reside en que es imposible separar los fenómenos climáticos de los relacionados con el tiempo. ¡Pues resulta que los vientos no pueden soplar de modo estacionario, ateniéndose al esquema de la fig. 38! La inestabilidad y las perturbaciones son atributos inseparables de la atmósfera terrestre.

En su trabajo de 1735, donde se da una interpretación de los alisios casi igual que la expuesta por nosotros, J. Hadley escribía: "Pienso que nadie de los que escribieron acerca de este tema ha podido explicar íntegramente las causas del surgimiento de los alisios". Y he aquí cómo comienza su libro, escrito 232 años después, el

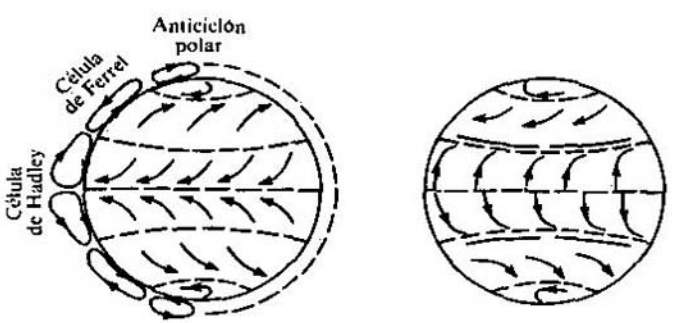


FIG. 38. Esquema global de los vientos terrestres, células de circulación atmosférica: a, vientos al nivel de la superficie; b, vientos de la troposfera superior.

norteamericano E. Lorenz, uno de los científicos contemporáneos más eminentes en el campo de la circulación atmosférica: "Estas palabras que inician la obra clásica de Hadley, caracterizan exactamente el estado de nuestros conocimientos en dicho ámbito también en el tiempo presente. A pesar de las numerosas y excelentes investigaciones realizadas después de Hadley, hasta la fecha no se ha encontrado una explicación exhaustiva de la circulación general de la atmósfera".

5. OCÉANO MUNDIAL Y SUS CORRIENTES

La superficie sólida de nuestro planeta, es decir, la corteza de la Tierra, está cubierta parcialmente por las aguas oceánicas. La masa del océano constituye $m_{oc} = 1{,}37 \cdot 10^{21}$ kg. Si la corteza terrestre fuese una esfera regular, la profundidad del océano resultaría en todas partes igual a $m_{oc}/4\pi R_{\oplus}^2 \rho_0 = 2750$ m. Sin embargo, la forma de la superficie sólida de la Tierra se diferencia, por término medio, de una esfera ideal aproximadamente en el mismo valor. Por esta razón, el océano cubre tan sólo dos tercios de la superficie terrestre.

Veamos ahora cómo la superficie sólida de la Tierra difiere de una esfera media y cómo la corteza se halla distribuida con arreglo a la altura de dicha diferencia. Tal dependencia se denomina curva hipsográfica. De la fig. 39 se deduce que las altas montañas y las profundas depresiones del fondo oceánico ocupan solamente cerca del 1% de la superficie terrestre. El área principal de la Tierra está ocupada por dos superficies de declive relativamente suave. Son las planicies de la tierra firme y el fondo oceánico. Entre ellas existe un gradiente bastante brusco de altitudes.

A primera vista, para una superficie puramente accidental sería mucho más natural una curva hipsográfica con un sector de declive suave y una sola inflexión. Así es, por ejemplo, la curva análoga de la superficie agitada del mar. El hecho de que la superficie terrestre, a pesar de todo, proporcione dos inflexiones en la curva hipsográfica, es indicio de la diferencia geológica de principio, existente entre la estructura de los continentes – sectores emergentes de la Tierra – y el fondo oceánico. La curva hipsográfica es una consecuencia de la historia geológica de nuestro planeta.

Dicha curva permite obtener el perfil medio y, por consiguiente, muy nivelado de la transición tierra firme – fondo oceánico. En cambio, la variación típica del declive de la superficie del fondo en función del alejamiento de la costa tiene el siguiente aspecto. Al principio la profundidad aumenta lentamente, con un declive tan sólo de 1,5 a 2 metros por kilómetro. Esta zona de poca profundidad alre-

dedor de los continentes se extiende, por término medio, a 80 km y se denomina plataforma continental.

Después comienza una pendiente abrupta y ya dentro de 30 ó 35 km es alcanzada la profundidad de 3 km. En el litoral de Ceilán, la pendiente media alcanza incluso 30°. Esta zona se denomina pendiente continental. Luego, tras una pequeña zona transitoria, yacen las llanuras abisales*), que representan el lecho extenso y casi plano de los océanos, cuya profundidad constituye de 3,7 a 6 km. Las zonas abisales raras veces son atravesados por dorsales submarinas y fosas oceánicas (depresiones), donde son alcanzadas las profundidades máximas de 10 a 11 km.

El agua de los océanos parece como si estuviese vertida en un recipiente cuyos bordes repiten la curva hipsográfica. El nivel del agua en dicho recipiente permanece 2,44 km por encima de la esfera media

*) La palabra italiana "abisso' significa "abismo", "sima". Y refleja el temor que experimentaban los antiguos marineros ante las profundidades inaccesibles de los océanos.

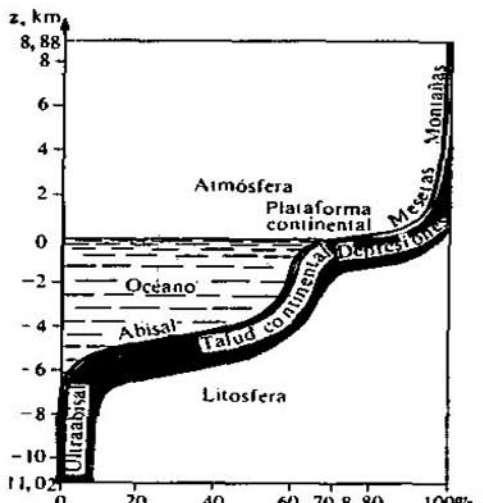


FIG. 39. Curva hisográfica representando la distribución de las alturas y profundidades de la corteza terrestre.

de la corteza terrestre. El océano contemporáneo cubre el 70,8% de toda la superficie de la Tierra.

La cantidad de agua en el océano no es estrictamente constante. Se sabe que el nivel del océano más de una vez descendió por debajo del nivel actual a 150–200 m. Entonces la plataforma continental se transformaba en tierra firme y la pendiente continental comenzaba directamente en el litoral, incluso aflorándose en algunos lugares. ¿Y dónde, pues, se encontraban esos ciento cincuenta metros de espesor de agua? Esa agua se acumulaba en la tierra firme en forma de enormes glaciares, análogos a las montañas de hielo que cubren hoy día la Antártida y Groenlandia. En los períodos de glaciación la parte de la superficie ocupada por los océanos se reducía hasta un 5%. Pero en cuanto a su área, el océano prácticamente siempre prevaleció sobre la tierra firme.

La edad del océano terrestre se diferencia muy poco de la edad de la propia Tierra. Naturalmente, el océano permanece en equilibrio químico casi completo con la atmósfera de la Tierra y con su corteza.

El océano es una solución saturada de gases atmosféricos. Pero su solubilidad en agua es insignificante. A 15°C la parte correspondiente al nitrógeno (en masa) constituye $1{,}3 \cdot 10^{-5}$, y al oxígeno, $7{,}9 \cdot 10^{-6}$. La concentración de dióxido de carbono es más evidente e importante para la vida orgánica en el océano. A esa misma temperatura, dicha concentración puede alcanzar $5{,}5 \cdot 10^{-4}$ de la masa del agua del mar. Se puede calcular que la masa total del dióxido de carbono disuelto en el océano supera 30–100 veces la masa de todo el gas carbónico de la atmósfera.

En el transcurso de su historia el océano disolvió la mayor parte de los compuestos químicos solubles en agua, existentes en nuestro planeta. Son sales, fundamentalmente. Por cuanto en el agua éstas se disocian en iones, conviene más indicar la composición de la sal oceánica según los cationes y los aniones por separado (tabla 9).

TABLA 9 COMPOSICIÓN DE LA SAL OCEÁNICA

Cationes	Parte de la masa	Aniones	Parte de la masa
Na^+	30,60%	Cl^-	55,02%
Mg^{++}	3,68%	SO_4^{--}	7,71%
Ca^{++}	1,17%	Br^-	0,19%
K^+	1,13%	HCO_3^-	0,41%
Sr^{++}	0,02%	H_3BO_3	0,07%
Total	36,6%		63,4%

Claro está que el agua del océano es eléctricamente neutra. La cantidad de aniones (en masa) resulta mayor, principalmente a causa de que la masa del átomo de cloro supera la del sodio.

El contenido medio de tal mezcla de sales en el océano constituye 35,2 g por kilogramo de agua de mar. Esta magnitud, es decir, la salinidad en tales unidades, o sea, en milésimas partes, es precisamente como suele medirse. Dicha unidad adimensional de medida se denomina tanto por mil y se designa por el símbolo ‰.

La salinidad del agua del mar varía notablemente de lugar en lugar: la evaporación aumenta la salinidad, mientras que las lluvias y el desagüe de los ríos diluyen el agua. Ahora bien, las proporciones correspondientes a las sales, reflejabas en la tabla 9, son muy estables. A excepción del ion HCO_3^- cuya concentración, juntamente con la solubilidad del dióxido de carbono, disminuye considerablemente con el aumento de la temperatura, la composición salina de los océanos y mares prácticamente no depende ni del lugar geográfico ni de la profundidad. La composición constante de las sales disueltas fue establecida por la primera expedición científica dedicada al estudio del océano en los años 1872–1875 y llevada a efecto en el barco inglés "Challenger".

La densidad del agua salada es mayor que la del agua dulce. A la temperatura de 0°C el agua oceánica de salinidad media tiene una densidad de 1,028 g/cm^3, y a 15°C, 1,026 g/cm^3. Al aumentar la presión, la densidad del agua crece insignificantemente. Incluso a la profundidad de 5 km, donde la presión supera 500 veces la atmosférica, la densidad del agua del mar a 0°C es igual a 1,051 g/cm^3.

Evidentemente, cuanto mayor sea la profundidad, tanto más alta debe ser la densidad del agua del océano. Si esta relación se altera, surge una corriente. Semejantes fenómenos se producen en los lugares donde los vientos cálidos secos, al permanecer el cielo despejado, provocan la intensa evaporación y salificación de las aguas superficiales.

Un ejemplo evidente de tal corriente termohalina*) es la circulación de las aguas en el mar Mediterráneo. A través de Gibraltar, angosto estrecho que separa dicho mar del océano Atlántico, en aquél penetra un flujo potente de agua oceánica con una salinidad del 36‰. Cuanto más al este, tanto más aumenta la salinidad de las aguas superficiales del Mediterráneo, alcanzando en el

*) La palabra griega "hals" significa "sal". De la misma palabra proviene el término "halógeno", o sea, "que engendra sal", lo cual es una propiedad de los elementos del VII grupo de la tabla de Mendeléiev.

litoral de Turquía el 39–40‰. El agua salificada pesada desciende, calentando las aguas del fondo. Aunque la profundidad del Mediterráneo se diferencia insignificantemente de la media oceánica, su temperatura cerca del fondo constituye 12°C, o sea, es 9–10 grados más alta que la temperatura ordinaria en las profundidades del océano. En las capas de agua contiguas al fondo, la corriente está dirigida en sentido opuesto, hacia el oeste. Y, por último, el agua salada pesada del fondo del estrecho se vierte en el océano. A pesar de todo, el flujo total a través de Gibraltar se halla dirigido hacia el Mediterráneo: todos los ríos que desaguan en éste son incapaces de compensar las pérdidas de agua debidas a la evaporación.

Reviste interés el hecho de que al fundirse los glaciares, los icebergs y el hielo del mar, el agua oceánica se hace menos densa, a pesar de que se enfría: la desalación reduce más la densidad que el enfriamiento la aumenta. A raíz de ello, los icebergs – grandes bloques de hielo que se separaron de los glaciares de la Antártida y Groenlandia – flotan como sobre almohadones de agua ligera, casi dulce, la cual se mezcla muy lentamente con el agua salada circundante.

Al parecer, el agua desalada y, además, calentada por el Sol, debe fluir por la superficie desde la Antártida y las Regiones Árticas hacia las latitudes bajas, ecuatoriales. Eso, sin embargo, no ocurre y, por lo visto, tampoco ocurría cuando el clima de la Tierra era distinto. En realidad, el agua superficial desalada en torno a la Antártida es mezclada por los vientos de las latitudes "rugientes". Allí, el agua antártica, que por su salinidad casi ya se halla igualada a la oceánica subyacente, pero que todavía sigue siendo fría, desciende y penetra, en forma de una lengua fría, hasta el ecuador en el océano Índico e incluso hasta el trópico de Cáncer en el Atlántico y el Pacífico (véase

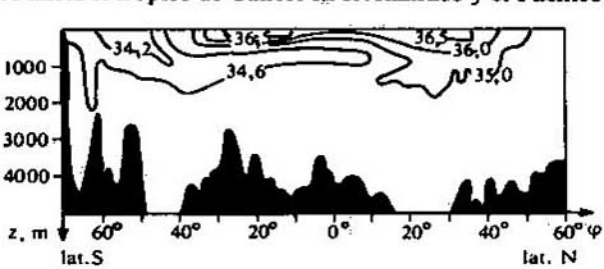


FIG. 40. "Lengua" de aguas oceánicas mezcladas con agua dulce desde la Antártida hasta las zonas tropicales (corte del océano Atlántico).

la fig. 40). La salinidad mínima se encuentra a la profundidad de cerca de 1000 metros.

En los trópicos se produce la mezcla gradual del agua superficial salada caliente con el agua fría y menos salada de la lengua antártica. Eso transcurre de una forma muy peculiar. Resulta que la temperatura del agua distintamente calentada se nivela cien veces y pico más rápidamente que la salinidad del agua distintamente salada. Por esta razón, si sobre el agua dulce se encuentra una capa de agua caliente salada, surge cierta inestabilidad. La misma se desarrolla de la siguiente manera (fig. 41).

Supongamos que se produjo una pequeña combadura de la superficie de separación. En la misma el agua salada se enfría más rápidamente que en los sectores planos colindantes, pero sin llegar a mezclarse con el agua dulce circundante. Como resultado, esta masa se vuelve más densa que el líquido circundante y comienza a descender arrastrando tras de sí un chorro estrecho de agua superior salada, la llamada lengua salina. Esta última se disgrega en lenguas más estrechas, las cuales en la profundidad se mezclan definitivamente con el agua circundante. En condiciones de laboratorio es fácil observar estas lenguas, sobre todo si teñimos el agua salada. En el océano, la diferencia de temperatura y de salinidad no es grande, pero esta inestabilidad contribuye a la mezcla.

Las aguas antárticas y árticas en la profundidad se dirigen a las latitudes ecuatoriales, mientras que las aguas calientes superficiales se trasladan de los trópicos hacia el norte y el sur. La principal fuerza motriz de las corrientes superficiales es el viento.

Vamos a examinar cómo el viento engendra corriente. Supongamos que sobre una porción de la superficie de agua sopla un viento con una velocidad W. En este caso cabe señalar que no es fácil determinar con rigor a qué es igual su velocidad. En primer término, ésta aumenta con la altura, mientras que en la misma superficie,

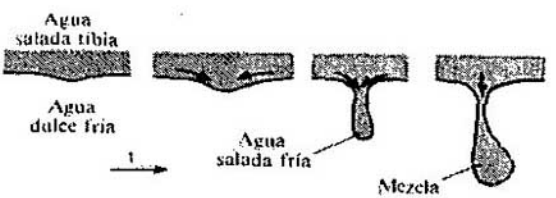


FIG. 41. Desarrollo de lenguas salinas en agua estratificada.

prácticamente, es nula. En segundo término, el viento sobre el mar es pulsatorio, ya que debe contornear las olas marinas. Debido a ello, por velocidad W se adopta convencionalmente la velocidad media a la altura de 15 m, o sea, a la altura de los mástiles de un pequeño barco. A este nivel la velocidad del viento ya cambia lentamente en función de la altura; por ejemplo, a la altura de 20 m la velocidad media del viento es igual a 1,037 W.

El rozamiento del viento con la superficie del agua engendra en ésta tensión y esfuerzos de cizallamiento tangentes y deslizables. El esfuerzo de cizallamiento σ es la fuerza de rozamiento por unidad de superficie. A raíz de ello, su dimensión es $N/m^2 = kg/(m \cdot s^2)$. Por cuanto el valor del rozamiento se determina por el viento, el mismo depende tan sólo de las características físicas del aire, de su densidad ρ_1 y de la velocidad W. Con dichas magnitudes sólo se puede formar una combinación que tenga la misma dimensión: $\rho_1 W^2$. Por consiguiente, el esfuerzo de cizallamiento es proporcional a la densidad de la energía cinética del viento.

El coeficiente adimensional de proporcionalidad, medido experimentalmente, es bastante pequeño: su valor constituye, $2{,}5 \cdot 10^{-3}$. La causa de esto radica en que la altura de medición del viento, o sea, esos 15 metros, desde el punto de vista físico, se han elegido arbitrariamente. De hecho, los procesos de viscosidad en el aire, que transmiten el esfuerzo al líquido, se producen a pequeñas alturas, donde la velocidad del aire es un orden menor que W. Por eso, escribiremos la variación del esfuerzo de cizallamiento en función de la velocidad del viento, del siguiente modo:

$$\sigma = \rho_1 (0{,}05\ W)^2,$$

que refleja el sentido físico de la velocidad 0,05 W.

El esfuerzo de cizallamiento provoca el movimiento del líquido con velocidad v, que varía en función de la profundidad z. Cuando las capas superiores se deslizan con respecto a las inferiores, este esfuerzo es equilibrado por las fuerzas de viscosidad:

$$\sigma = -\eta \frac{dv}{dz}.$$

Aquí η es el coeficiente de viscosidad, y el signo menos indica que el rozamiento viscoso se halla dirigido en contra de la velocidad.

Analicemos primero la corriente de viento en un depósito de agua grande y poco profundo. En este caso, la velocidad de la corriente en su fondo, a la profundidad D, es nula, y el esfuerzo a lo largo de toda la capa de agua es constante. Como resultado, la velocidad varía linealmente con la profundidad:

$$v = v_0\left(1 - \frac{z}{D}\right),$$

$$v_0 = \frac{\sigma D}{\eta} = \frac{D\rho_1}{\eta}(0{,}05\ W)^2.$$

Hallemos ahora la velocidad de la corriente superficial v_0 cuando la profundidad del depósito constituye, digamos, 1 m, y la velocidad del aire $W = 1$ m/s. Utilizaremos los valores de la densidad del aire $\rho_1 = 1{,}2$ kg/m^3 y de la viscosidad del agua $\eta = \eta_0 = 1{,}0 \cdot 10^{-3}$ kg/(m·s) dados en las tablas. Como resultado obtenemos una respuesta absurda: $v_0 = 2{,}9$ m/s. Pues es imposible que la velocidad de la corriente sea mayor que la del viento que la origina. Es un error evidente.

Dicho error consiste en que el movimiento del líquido ha sido examinado como una corriente plana paralela. Tal sólo será a velocidades muy pequeñas. Las corrientes lentas y suaves del liquido se denominan laminares. Cuando la velocidad de la corriente supera cierto límite, el movimiento laminar se convierte en inestable. El carácter del flujo de líquido o gas cambia bruscamente: en el medio surgen remolinos y el movimiento de cada punto se vuelve caótico. Semejante corriente se denomina turbulenta.

Las fórmulas que definen el movimiento viscoso no siempre, ni mucho menos, son válidas para la turbulencia. En el mejor de los casos son aplicables tan sólo a una velocidad promediada respecto a las pulsaciones turbulentas de pequeña escala. Sin embargo, el coeficiente turbulento de viscosidad siempre es mucho mayor y puede superar en muchos órdenes el coeficiente laminar η_0.

¿Dónde pasa la divisoria entre la corriente laminar y la turbulenta? ¿A partir de qué límite la inestabilidad del movimiento se vuelve laminar? En nuestro ejemplo la velocidad característica del líquido es v_0, y la dimensión característica del problema es D. Analicemos la relación adimensional

$$\mathrm{Re} = \frac{v_0 D\rho_0}{\eta_0},$$

que lleva el nombre de número de Reynolds. Resulta que la corriente es laminar para números pequeños de Reynolds, y turbulenta para números grandes.

El límite, es decir, el número crítico de Reynolds Re_{cr} depende

de la geometría concreta de la corriente. De ordinario, su valor se encuentra en el intervalo de 10 a 30. La viscosidad turbulenta aumenta casi linealmente con el número de Reynolds, transformándose en viscosidad laminar ordinaria cuando $\mathrm{Re} < \mathrm{Re}_{cr}$:

$$\eta \simeq \eta_0 \frac{\mathrm{Re}}{\mathrm{Re}_{cr}} \text{ cuando } \mathrm{Re} > \mathrm{Re}_{cr}.$$

Volvamos a estimar la velocidad de la corriente superficial en las mismas condiciones, pero con viscosidad turbulenta: $v_0 = \sigma D/\eta = \sigma \mathrm{Re}_{cr}/\rho_0 v_0$. De aquí

$$v_0 \simeq \sqrt{\frac{\sigma \mathrm{Re}_{cr}}{\rho_0}} \simeq 0{,}05\ W \sqrt{\frac{\gamma_1}{\rho_2} \mathrm{Re}_{cr}} \simeq 0{,}013\ W.$$

Así pues, la velocidad de la corriente en la superficie es proporcional a la velocidad del viento. A la profundidad de 1 m y con un viento de 1 m/s, el orden de magnitud de la velocidad superficial $v_0 \sim 1$ cm/s, y el número de Reynolds $\mathrm{Re} \sim 10^4$.

No obstante, todo eso aún no es aplicable al océano profundo real. En los años 1893–1896, Fridtjof Nansen, explorador noruego de las Regiones Árticas, durante la deriva en los hielos del Océano Glacial Ártico en el barco "Fram", notó que cuando soplaba un viento constante, la deriva transcurría no en dirección del viento, sino bajo un ángulo de 20 a 40° a la derecha de éste. El propio Nansen dio la explicación cualitativa de este fenómeno: además del esfuerzo del viento, sobre la corriente también actúa la aceleración de Coriolis. Recordemos que ésta es provocada por la rotación de la Tierra con una velocidad angular $\omega = 7{,}3 \cdot 10^{-5}\ \mathrm{s}^{-1}$ y se halla dirigida perpendicularmente a dicha velocidad, desviándose a la derecha en el hemisferio boreal, y a la izquierda en el austral. En cuanto a su valor, esta aceleración es igual a $2\omega v \sin \varphi$.

En 1905, el científico sueco W. Ekman estableció la teoría de la corriente de viento en el océano abierto profundo. Fíjense cuán admirablemente la corriente en la profundidad cambia de dirección (fig. 42) bajo la acción de la fuerza de Coriolis. He aquí las fórmulas que describen esa espiral de Ekman. Si el viento se halla dirigido a lo largo del eje, el vector de velocidad de la corriente (v_x, v_y) a la profundidad z es igual a

$$v_x = \pm v_0 e^{-kz} \cos\left(\frac{\pi}{4} \mp kz\right);$$

$$v_y = v_0 e^{-kz} \operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{4} \mp kz\right).$$

El signo inferior se refiere al hemisferio austral.

En cuanto a su valor, la velocidad superficial v_0 es casi la misma que en el caso de aguas poco profundas, pero está orientada bajo un ángulo de 45° respecto a la dirección del viento, desviándose a la derecha en el hemisferio boreal, y a la izquierda en el austral. El vector de velocidad gira en función de la profundidad. A la profundidad $z = 3\pi/4k$ este vector ya permanece orientado ¡en contra del viento! Allí, la velocidad de la corriente es igual a $v_0 \exp\{-3\pi/4\} = 0{,}095 v_0$. A la profundidad de π/k el agua fluye en contra de la corriente superficial con una velocidad $v_0 \exp\{-\pi\} = 0{,}043 v_0$. El parámetro k determina la profundidad característica donde ocurre el viraje de la corriente y la atenuación de su velocidad. Dicho parámetro depende de la latitud geográfica φ y numéricamente es igual a

$$k = \frac{\omega |\operatorname{sen} \varphi|}{v_0}.$$

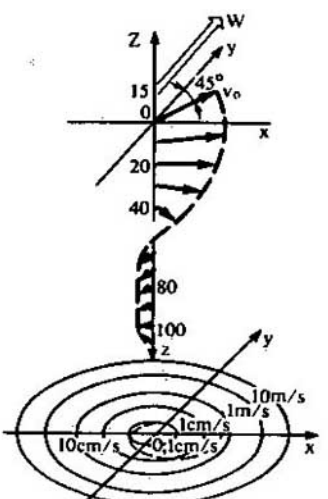


FIG. 42. Espiral de Ekman, corriente de viento del océano profundo.

Cuando la velocidad del viento constituye $W = 10$ m/s, la velocidad superficial de la corriente en el océano es del orden de 0,1 m/s, y la profundidad donde esa corriente vira hacia atrás es del orden de 100 m. Con tal velocidad del viento, el número de Reynolds para la turbulencia oceánica es del orden de 10^7. Esta última mezcla eficazmente el océano en la capa superficial de cerca de cien metros de profundidad, y en esa misma capa se produce el traslado fundamental de las masas acuosas, provocado por las corrientes.

El mérito de la teoría de Ekman radica en que ésta ofrece un cuadro físico racional y una apreciación correcta de las velocidades y profundidades características. Pero esto es, por supuesto, un esquema muy idealizado. En particular, no es aplicable cerca del ecuador, donde la aceleración de Coriolis y, junto con ella, el parámetro k, se reducen a cero. Pero lo principal que "obstaculiza" la distribución teórica de las corrientes oceánicas es la tierra firme, o sea, los continentes de nuestro planeta.

Reviste interés apreciar a qué equivale la energía cinética de todas las corrientes oceánicas. La velocidad media del viento en la Tierra ya fue apreciada cuando calculamos la energía cinética de la atmósfera: $W \sim 10$ m/s, por eso el valor característico de la velocidad de las corrientes del océano es $v_0 \sim 0{,}1$ m/s. En tanto que la profundidad característica de las corrientes es igual a v_0/ω. Omitiendo todas las constantes numéricas, multipliquemos dicha profundidad por el área de los océanos cuyo orden es $R_\oplus^2$, así como por la densidad de la energía cinética de las corrientes $\rho_0 v_0^2$. Entonces, para la energía cinética del océano obtendremos

$$\rho_0 \frac{v_0^2}{\omega} R_\oplus^2 \sim 10^{18} \text{ J},$$

lo cual se asemeja mucho al resultado de los cálculos de las sumas de las energías de cada corriente. Estas energías son tres órdenes menores que la energía cinética de la atmósfera, lo que es natural por cuanto el océano obtiene su energía precisamente de la atmósfera. Las corrientes termohalinas, cuya energía es suministrada directamente por la radiación solar, son menos intensas que las corrientes de viento.

El cálculo teórico de las corrientes reales del Océano Mundial es muy complicado. Ha de tenerse en cuenta la inercia de la corriente desviada por las costas, la variación de la temperatura y la salinidad del agua en función de la profundidad, así como el

cambio de la dirección del viento. Por ahora no fue posible reproducir todas las particularidades del mapa real de las corrientes en los océanos incluso valiéndose de potentes máquinas calculadoras.

Las corrientes oceánicas se diferencian del esquema idealizado también por el hecho de que son capaces de formar en medio del océano chorros estrechos, tan sólo de cien-trescientos kilómetros de ancho, que fluyen a velocidad de 2 m/s. Las corrientes más potentes de los ríos de este tipo alcanzan una décima de kilómetro cúbico por segundo. Pero el río oceánico no tiene orillas, por eso la situación de la corriente puede cambiar. Con frecuencia, el flujo de agua forma una curva que se desplaza en dirección de la corriente. Tales curvas se denominan meandros. Esta palabra debe su origen al antiguo nombre griego de un río de Asia Menor, el Maiandros, que hoy día en los mapas se designa "a la turca": Menderés. Corre por un terreno incoherente y, derrubiándolo, cambia muy a menudo su cauce.

La corriente, formando meandros, puede bifurcarse, separándose en chorros aislados y creando en el océano remolinos de varios centenares de kilómetros de diámetro. Tal remolino accidental se desplaza lentamente por el océano y no desaparece durante mucho tiempo, incluso en el transcurso de un año. Las principales corrientes estacionarias del Océano Mundial también son capaces de formar grandes remolinos de miles de kilómetros de diámetros.

Observen el mapa de las principales corrientes superficiales de la envoltura acuática de la Tierra (fig. 43). Bajo la influencia de los alisios en los trópicos, en las latitudes de $\pm 15°$ se forman por término medio corrientes provocadas por dichos vientos y dirigidas hacia el oeste. Si tomamos en consideración que a estas latitudes el viento sopla del nordeste en el hemisferio boreal y del sudeste en el hemisferio austral, puede observarse que la desviación de la corriente superficial respecto al viento efectivamente es próxima a 45°, así como lo exige la teoría de Ekman. Entre las corrientes de alisios boreal y austral en todos los océanos hay una contracorriente ecuatorial dirigida al este. Su eje pasa, por término medio, unos cinco grados más al norte del ecuador ya que no existe una simetría absoluta entre los hemisferios boreal y austral de la Tierra. En la profundidad, debajo de las corrientes de alisios, también existe una contracorriente de agua. Conociendo bien la espiral de Ekman, ya no nos sorprende su presencia. Por otro lado, la contracorriente ecuatorial puede considerarse como la salida a la superficie de las contracorrientes ekmanianas profundas, allí donde el viento es débil y la aceleración de Coriolis es próxima a cero.

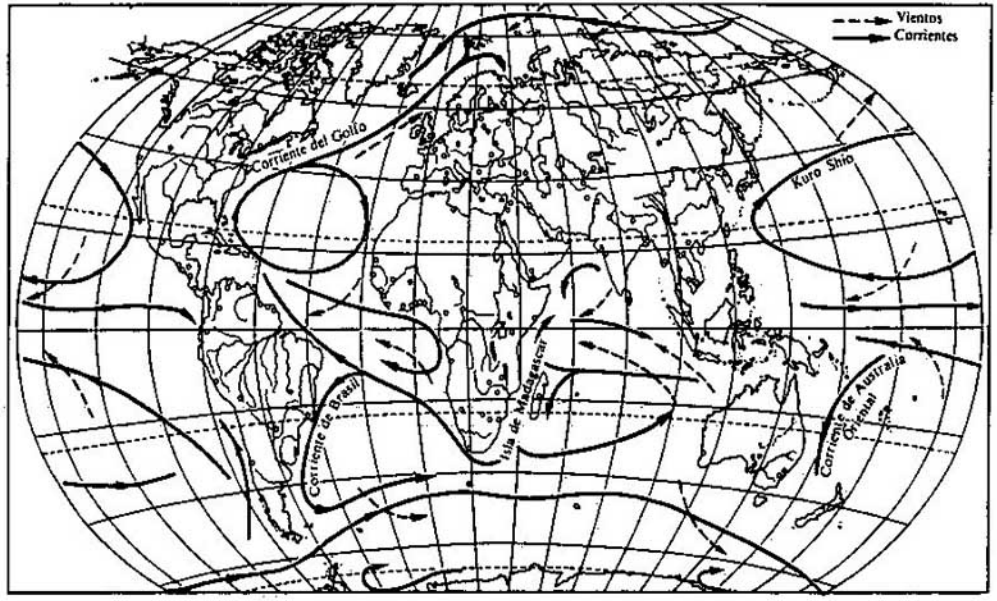


FIG. 43. Corrientes principales del Océano Mundial. La línea de trazos representa las direcciones de los vientos.

Si sumamos, respecto a la profundidad, los flujos de líquido en la espiral de Ekman, resultará que el flujo total¡ está dirigido a lo largo del eje x perpendicularmente a la dirección del viento! Y el flujo total de cada una de las corrientes de alisios, es decir, el flujo sumado respecto a las profundidades, tampoco se halla dirigido exactamente al oeste, pero tiene una componente que parte del ecuador. Para compensar estos reflujos, en el ecuador se produce el ascenso de las aguas profundas. Y como en la profundidad el agua es fría, la temperatura de las aguas superficiales en el ecuador resulta 2–3 grados más baja que la de las aguas tropicales contiguas. ¡La zona tropical de los océanos es un lugar relativamente frío de nuestro planeta! En las publicaciones especiales, el ascenso lento de las aguas oceánicas se denomina upwelling, y el descenso, downwelling, sin especificar el sentido de las referidas palabras inglesas. Además del upwelling y el downwelling ecuatoriales, estos fenómenos se observan en las costas de los grandes depósitos de agua cuando la dirección del viento es tangente a dichas costas. Ejemplos de tales corrientes se muestran en la fig. 44. Eso también es una manifestación de las fuerzas de Coriolis que, al igual que en la espiral de Ekman, orientan el flujo total de líquido perpedicularmente a la dirección del viento.

Cuando las corrientes de alisios se aproximan a la plataforma continental, o sea, al extremo submarino de los continentes, se ven obligadas a cambiar de rumbo y dirigirse en contra del ecuador

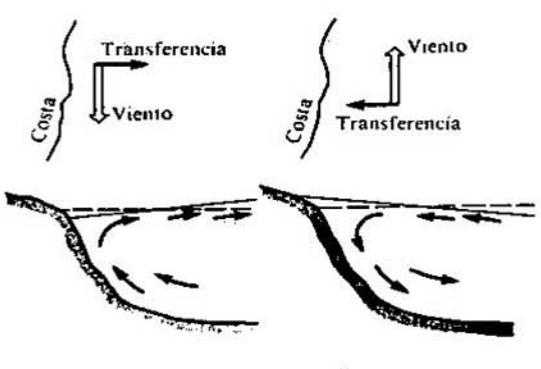


FIG. 44. Esquema de las corrientes en la zona costera del Hemisferio Norte: a, upwelling, subida de las aguas; b, downwelling, su descenso.

también en la superficie. Así comienzan las potentes corrientes de las latitudes medias: la Gulf Stream*) y la corriente del Brasil en el Atlántico, la Kuro Shio y la corriente de Australia Oriental en el Pacífico, así como la corriente de Madagascar en el océano Indico. La principal fuerza motriz de estas corrientes ya no es el viento, sino el empuje del agua en los continentes. El nivel de las aguas atlánticas en el Golfo de Méjico es 60 cm más alto que en las costas de Africa, y en el Pacífico, la diferencia de niveles entre sus costas occidental y oriental alcanza 70 cm. Tal desnivel es provocado por los vientos alisios. Pero las corrientes de las latitudes medias ya no tienen estructura de viento: ellas se manifiestan en el océano hasta la profundidad de 1,5–2 km y sólo a mayor profundidad puede revelarse una contracorriente débil.

Pero también los vientos, sobre todo en las latitudes de 40–50° aceleran e intensifican estas corrientes. En las latitudes de 30–40° las mismas, debido a la posición de los continentes y a causa de las fuerzas de Coriolis, cambian de rumbo dirigiéndose al noroeste, mientras que en las latitudes de 40–50° también comienzan a fluir directamente hacia el oeste. Y es precisamente aquí – observen una vez más el mapa de los vientos – donde de nuevo son intensificadas por los vientos que soplan del sudeste en el hemisferio boreal, y del nordeste en el hemisferio austral. Se vuelve muy potente la Corriente Circumpolar Antártica dirigida al oeste, que absorbe las corrientes de las latitudes medias de todos los océanos sin encontrar casi obstáculos continentales en su camino y la cual es acelerada por los vientos noroccidentales.

Por último, en el océano Glacial Artico, bajo la acción de los vientos nororientales de la tercera célula polar de Hadley, surge una corriente Artica Occidental casi circular. Esta tiene un débil análogo en el hemisferio austral, precisamente en el mismo litoral de la Antártida.

Tal es el cuadro global de las corrientes oceánicas, el cual deriva lógicamente del mapa de los vientos y del mapa de los continentes. Pero he aquí otro problema inquietante. Hemos visto que tanto los vientos de la Tierra como las corrientes del océano se desvían considerablemente a consecuencia de la rotación del planeta y a expensas de las fuerzas de Coriolis. Por eso surge una pregunta

*) En inglés Gulf Stream significa Corriente del Golfo. Se tiene en cuenta el Golfo de Méjico de que esta corriente nace. En japonés Shio quiere decir "río negro". El color de las aguas de la Corriente del Golfo y de Kuro Shio es azul oscuro y se distingue del color de las aguas circundantes.

lógica: ¿y cómo los vientos y las corrientes influyen ellos mismos sobre la rotación de la Tierra, no la frenarán?

La cuestión parece muy compleja. Pero la respuesta es simple: no. Tanto los vientos como las corrientes son resultado de la radiación solar que incide sobre la Tierra. La misma suministra energía a los movimientos de la atmósfera y el océano. Esa energía es disipada y transformada en calor, surgiendo, efectivamente, fuerzas de rozamiento. No obstante, dichas fuerzas son internas. Para cada una de ellas, que reducen la velocidad de rotación del planeta, según la tercera ley de Newton, se hallará otra fuerza igual, pero orientada en sentido opuesto, la cual acelerará la rotación de la Tierra. El momento total de todas las fuerzas internas es igual a cero. La radiación solar no modifica el momento de cantidad de movimiento de la Tierra, por lo tanto, los vientos y las corrientes, por término medio, no reducen ni aceleran la velocidad de rotación de la Tierra.

Capítulo V
EL CLIMA DE LA TIERRA

1. LAS NUBES

Ya hemos visto cuán considerable es la aportación de las nubes al albedo de la Tierra, o sea, a su coeficiente medio de reflexión de los rayos solares. Pero la influencia de la nubosidad sobre el clima de la Tierra no sólo consiste en eso. Todos sabemos que entre la nubosidad y el tiempo existe una gran relación. Si el viento no trasladase las nubes, la tierra firme y los continentes carecerían casi por completo de agua. Pues de las nubes proviene la mayor parte de precipitaciones: lluvia, nieve y granizo. Y, por último, en el balance térmico del planeta las nubes desempeñan no sólo un papel negativo. Estas, particularmente por la noche, cubren, como una manta, la Tierra, reduciendo su enfriamiento de radiación. ¿Mas qué representa una nube? En uno de los diccionarios podemos leer: "La nube es una niebla de altura". Es justo. Y la niebla – sin ninguna duda todos la conocemos directamente e incluso a tientas – es una suspensión de pequeñas y finísimas gotas de agua.

La nube consta de gotas de agua, y el agua es más pesada que el aire. ¿Por qué, entonces, la nube no cae o no desciende por completo? ¿Qué es lo que la sostiene allí, en lo alto? Y un interrogante más. Cuando un automóvil se mueve a través de niebla, el chófer se ve obligado a conectar el limpiaparabrisas. Las gotitas de niebla, al chocar, se agrandan lentamente, caen y se precipitan. Lo mismo debe ocurrir en una nube. ¿Por qué, entonces, no todas las nubes producen lluvia?

Primero vamos a ver cómo se mueve en el aire una gota de agua. Una pequeña gota tiene forma esférica, la cual es conferida por la tensión superficial. pues con un volumen dado la esfera posee una superficie mínima. Supongamos que el radio de la gota es R, entonces su volumen constituye $V = 4\pi R^3/3$, y la masa, $\rho_0 V$. El peso de la gota $\rho_0 g V$ supera muchas veces la fuerza de Arquímedes $\rho_1 g V$, puesto que la densidad del aire ρ_1 es mucho menor que la del agua ρ_0. Por eso la gota, a primera vista, debe caer con una aceleración casi igual a g.

Pero en cuanto la gota se pone en movimiento, aparece la fuerza de resistencia, es decir, la fuerza viscosa. Para las partículas esféricas ésta también se denomina fuerza de Stokes, según el nombre del físico inglés G. Stokes, quien en 1851 resolvió el problema del movimiento de un medio viscoso alrededor de una esfera. La fuerza de Stokes

equilibra la fuerza de la gravedad, por eso la gota cae no con una aceleración constante, sino con una velocidad constante.

La fuerza de Stokes es la fuerza de resistencia proporcional a la viscosidad del aire $\eta = 1{,}8 \cdot 10^{-5}$ kg/(m·s). La dimensión de la fuerza puede hallarse multiplicando la dimensión de la viscosidad por la dimensión de la velocidad de caida $[v] = \text{m/s}$ y por la dimensión del radio de la gota $[R] = \text{m}$. En efecto, con una precisión de hasta el coeficiente numérico 6π que, claro está, no puede hallarse por el método de dimensión, la fuerza de Stokes es igual al producto $\eta R v$:

$$F_{St} = 6\pi\eta R v.$$

Igualándola al peso de la gota $\rho_0 g V = 4\pi R^3 \rho_0 g/3$ es fácil determinar la velocidad de caída en función del tamaño de esa gota:

$$v = \frac{2}{9}\frac{\rho_0 g R^2}{\eta}.$$

Ahora comprobemos para qué tamaños de las gotas que caen, el movimiento del aire que las contornea será laminar. Pues la fórmula de resistencia fue obtenida por Stokes para una corriente laminar. Estudiando el origen de las corrientes en el océano, hemos aclarado que para establecer si las mismas serán laminares o turbulentas es necesario calcular el número adimensional de Reynolds $\text{Re} = R v \rho_1/\eta$. En éste no entra la densidad del agua ρ_0, sino la del aire ρ_1, debido a que es precisamente el aire el que contornea la gota y se mueve, y no el agua en la gota.

Si el número de Reynolds no supera varias decenas, la corriente es laminar, la fórmula de Stokes es válida y, por consiguiente, la velocidad de caída de la gota es realmente tal como se indica. Sustituyamos la velocidad en la expresión para el número de Reynolds, tomando este último igual a 10 – tal es aproximadamente el número crítico de Reynolds para un cuerpo esférico aerodinámico – y hallemos las dimensiones máximas (R_1) con las que la circulación del aire alrededor de una gota de agua sigue siendo laminar:

$$R_1 \simeq \left(\frac{45\eta^2}{\rho_0 \rho_1 g}\right)^{1/3} \simeq 0{,}01 \text{ cm}.$$

Tal gota de 100 micrómetros de diámetro cae con velocidad $v = 1{,}2$ m/s.

Si la gota supera su tamaño crítico (R_1), el movimiento del aire alrededor de ella se convierte en turbulento y la fuerza de resistencia de éste ya no es expresada por la fórmula de Stokes. Por el orden de su

magnitud dicha fuerza puede apreciarse considerando, al igual que en el océano, que la viscosidad turbulenta es proporcional al número de Reynolds. Entonces $F_{res} \sim \rho_1 v^2 R^2$ e, igualándola al peso de la gota, obtendremos la velocidad de caída de ésta cuando sus dimensiones son superiores a R_1:

$$v \sim \sqrt{\frac{g\rho_0 R}{\rho_1}}.$$

Fíjense que el incremento de la velocidad en función del aumento del tamaño de la gota ahora es mucho más lento que cuando el movimiento del aire en torno a ella era laminar.

Por último, si el tamaño de la gota sigue aumentando, en juego entran nuevos efectos. Resulta que la tensión superficial $\sigma_0 = 7{,}2 \times \times 10^{-2}$ kg/s^2 ya no puede mantener en forma de esfera una gota grande. Comparemos la fuerza de resistencia turbulenta F_{res} y la de tensión superficial $\sigma_0 R$. Ambas resultarán idénticas según el orden de magnitud y cuando el tamaño de la gota sea igual a

$$R_2 \sim \sqrt{\frac{\sigma_0}{\rho_0 g}} \sim 0{,}3 \text{ cm}.$$

Las gotas de este tamaño son achatadas por la corriente de aire que sopla. Después, a media que aumenta el radio, la gota adquiere forma irregular que cambia durante la caída y, por último, cuando sus dimensiones alcanzan varios R_2, el aire parte la gota por la mitad.

De este modo, cuando los radios de las gotas pasan de 0,3 cm, las mismas se deshacen, cuando 0,01 cm $< R <$ 0,3 cm caen con una velocidad proporcional a $\sqrt{R}$, y cuando $R <$ 0,01 cm su velocidad de caída es proporcional a R^2.

Pero tampoco eso es un cuadro completo. Las diminutas gotas de la nube se comportan de otra manera. No caen. O, mejor dicho, casi no caen. Para las partículas cuyas dimensiones constituyen partes de micrómetro y que integran las pequeñas nubes liguras, la caída en el campo de gravitación puede despreciarse en comparación con el intenso movimiento browniano*).

Imagínense una gota muy pequeña pero que, a pesar de todo, sus dimensiones son mucho mayores que las moleculares. Las moléculas de aire que la rodean, con masas $m \sim \mu/N_A \sim 5 \cdot 10^{-26}$ kg, se mueven a velocidades del orden de $v \sim \sqrt{kT/m} \sim 300$ m/s. Bajo sus impactos la gota se mueve caóticamente.

*) Fue descubierto en 1828 por el botánico inglés Roberto Brown.

La energía cinética media de las moléculas de aire a la temperatura T, según el orden de magnitud, es igual a kT. Como resultado de las numerosas colisiones, las moléculas se intercambian de energía, comunicándosela a la gota. En este caso se cumple la ley de equipartición: la energía cinética media de la gota también resulta del orden de kT. De aquí es fácil apreciar la velocidad cuadrática media del movimiento browniano de una gota cuya masa es del orden de $\rho_0 R^3$:

$$v \sim \sqrt{\frac{kT}{\rho_0 R^3}}.$$

La velocidad browniana depende del tamaño de la gota como $R^{-3/2}$, y la velocidad de caída de las gotas pequeñas aumenta como R^2. Estas velocidades adquieren el mismo orden de magnitud cuando las dimensiones de las gotas son del orden de

$$R_0 \sim \left(\frac{kT\eta^2}{\rho_0^3 g^2}\right)^{1/7} \sim 1{,}5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}.$$

Las gotas menores de varios micrómetros, conocidas con el nombre de gotas brownianas, se mueven rápida y desordenadamente en todas las direcciones. Las gotas con radios mayores de R_0 descienden. Las gotas más lentas tienen dimensiones de cerca de un micrómetro y velocidades del orden de 0,03 cm/s. Las velocidades de las gotas de agua en el aire en toda la gama de sus tamaños se ofrecen en la fig. 45.

En una nube real están presentes gotas de distintas dimensiones. Estas se desplazan, chocan, confluyen y aumentan de tamaño. El crecimiento de las gotitas brownianas durante los choques es bastante lento. Su formación, agrandamiento o evaporación dependen no tanto de la frecuencia de sus colisiones como de la humedad y temperatura del aire.

Para cada líquido existe cierta dependencia entre la concentración de su vapor saturado y la temperatura. Para el vapor de agua esta dependencia se muestra en la fig. 46. Si la temperatura del aire húmedo, que contiene, digamos, 10 g de humedad por metro cúbico, desciende más de 11 °C, el vapor de agua se considera saturado. Con el ulterior enfriamiento de dicha masa de aire en forma de vapor, en este último quedará solamente la cantidad de humedad permitida por la curva de la fig. 46, y toda la demás cantidad de agua se condensará.

Este condensado en forma de pequeñísimas gotas de agua en el aire es precisamente el que constituye las nieblas y nubes. La masa de

agua (enfriada o en gotas) por unidad de volumen de aire se denomina "pluviosidad" de la nube w. La pluviosidad de las pequeñas nubes blancas es insignificante, mientras que en las nubes de tormenta ésta alcanza los valores de 3 a 5 g/m^3.

Pero llega el momento cuando la gota sobrepasa el tamaño R_0 y comienza a descender. Ahora ya crece a costa de las colisiones con otras gotas pequeñas, y con el crecimiento de las dimensiones también aumenta la velocidad de caída y la sección de captura de las gotas pequeñas. Durante el tiempo dt la gota recorrerá el camino $dz = vdt$ en el que atravesará el volumen $\pi R^2 vdt$. Consideraremos que la gota recogerá todas las pequeñas gotas en este volumen. Multipliquémoslo por la acuosidad de la nube w y averigüemos cuánto crecerá la masa de la gota:

$$dm = 4\pi\rho_0 R^2 dR = w\pi R^2 dz = \pi R^2 wvdt =$$
$$= \frac{2\pi}{9} w \frac{\rho_0 g R^4}{\eta} dt.$$

Para la última igualdad se ha utilizado la velocidad de Stokes de caída de la gota. El segundo y quinto términos de esta cadena de igualdades ofrecen la ecuación de crecimiento de la gota, a saber, la

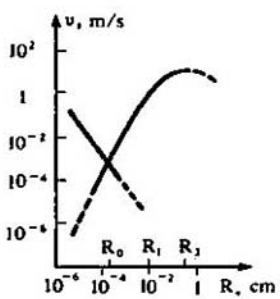


FIG. 45. Velocidad de las gotas de agua en función de su radio: 1, movimiento browniano; 2, caída.

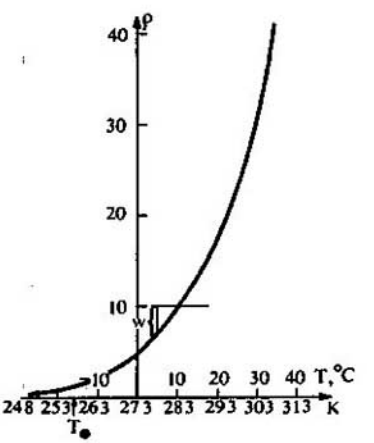


FIG. 46. Densidad (ρ, g/m^3) del vapor saturado de agua. Variación de la humedad y la pluviosidad del aire.

ecuación de la variación de su radio en función del tiempo. A partir de ésta no es difícil advertir que casi todo el tiempo τ de maduración de la gota, desde el pequeño tamaño browniano R_0 hasta las grandes dimensiones $R \geqslant R_0$, lo ocupa el primer período inicial del crecimiento. Con la acuosidad constante a lo largo del camino de la gota, el tiempo de su maduración será igual a

$$\tau = \frac{18\eta}{wgR_0} \simeq \frac{6 \text{ horas}}{w[\text{g/m}^3]}$$

¡Este no depende de las dimensiones definitivas de la gota! Sin embargo, 6 horas de vida es muy poco para una nube cuya acuosidad es del orden de 1 g/m^3. Por regla general dichas nubes no proporcionan lluvia. Entonces, ¿en qué radica el asunto?

Observen los términos segundo y tercero de la misma cadena de igualdades. Ellos muestran el grado de crecimiento de la gota al descender en dz. Independientemente de la velocidad de la gota y de si cae de forma laminar o turbulenta, su tamaño aumenta como

$$\frac{dR}{dz} = \frac{w}{4\rho_0}.$$

Por eso sólo en una nube potente, de alta acuosidad, puede formarse una gran gota de lluvia de tamaño próximo a R_2. Incluso si la acuosidad media de la nube constituye, digamos, 3 g/m^3, su espesor no debe ser menor de

$$\Delta z = \frac{4\rho_0}{w} R_2 = \text{¡4 km!}$$

Ahora bien, si el espesor de la nube no es suficiente, también el tamaño definitivo de las gotas será tan pequeño que les dará tiempo a evaporarse antes de llegar a la tierra. He aquí precisamente la respuesta a la pregunta de por qué no todas las nubes producen lluvia. Se requieren condiciones especiales para que se forme una nube de muchos kilómetros de alto.

Pero, ¿qué condiciones concretamente? Y, en general, ¿qué es lo que determina el límite superior e inferior de las nubes?

Acuérdense del "pastel de hojaldre" de la atmósfera. El vapor de agua no deja pasar la radiación térmica infrarroja de la superficie de la Tierra. Por eso la energía térmica es irradiada al cosmos por las capas superiores de la troposfera donde ya hay poco vapor de agua, pues esta última ya ha sido casi por completo condensada y congelada más abajo, en las nubes. En el límite superior de éstas la temperatura es

aproximadamente igual a la de radiación de la Tierra, o sea, constituye 257 K = − 16°C, e incluso el vapor de agua saturado, cuya densidad a tal temperatura es de 1,27 g/m³, ya se vuelve transparente para la radiación térmica. Además, la densidad del aire y, por consiguiente, también del vapor de agua disminuye rápidamente con la elevación. A raíz de ello, el límite superior de las nubes se determina por el contenido total de humedad en el aire y se encuentra aproximadamente allí donde la transparencia infrarroja del vapor de agua saturado es tan pequeña que deja pasar al cosmos la radiación térmica.

Pero en la parte inferior de la nube, la temperatura aumenta. Con el ascenso de la temperatura crece rápidamente la concentración de vapor saturado. Como resultado, a cierta altura la temperatura ya es suficiente para que se evapore toda el agua en gotas de la nube, reduciéndose a cero su acuosidad. El límite inferior de la nube se determina por el punto de rocío, es decir, por el punto en el gráfico de la fig. 46 donde la recta de concentración de humedad en la parte inferior de la nube corta la curva de concentración de vapor saturado.

Las nubes suelen ser de dos tipos principales. En latín unas se denominan "stratus", es decir, "estrato". Los estratos se forman al enfriarse las masas aéreas poco móviles. De ordinario, eso sucede por la noche cuando el límite superior de la nube entrega la radiación térmica al cosmos. Otra causa de su formación es el movimiento de la masa húmeda y cálida de aire sobre la superficie fría de la tierra o sobre una masa aérea fría. La niebla es precisamente una nube de tipo estrato, cuyo límite inferior yace directamente sobre la tierra firme o sobre el mar. La lluvia procedente de los estratos, por lo general, es menuda y tiene forma de llovizna, ya que dichas nubes no poseen suficiente espesor para formar gotas grandes.

Otro tipo de nubes son los cúmulos; en latín "cumulus" significa "montón". Los cúmulos son el resultado de la convección del aire que contiene mucha humedad. Durante el ascenso de convección, el aire se enfría adiabáticamente y a cierta altura su humedad se vuelve saturada. Esa altura constituye precisamente el límite inferior del cúmulo. Pero aunque este límite es de por sí casi inmóvil, el aire pasa constantemente a través de él. También en la propia nube el aire asciende, enfriándose cada vez más y condensándose su humedad. En el límite superior de la nube, el aire enfriado que abandonó su agua en el seno de la nube, se extiende por los lados y baja contorneando el cúmulo. Precisamente por esta causa los cúmulos tienen con frecuencia aspecto de borregos blanquecinos rodeados de intervalos despejados. Y si observamos un gran cúmulo desde arriba, volando sobre él en un avión, podemos notar un cuadro inolvidable: las células de

convección dispuestas regularmente, ya en filas rectas, ya en forma de montículos separados emergentes y situados casi de modo escaqueado. Por regla general, la parte superior de los cúmulos consta no de gotas, sino de cristales de hielo.

Una potente convección engendra una nube, mejor dicho, un cúmulo de tormenta. Su altura suele ser de 7 a 10 km, pero en casos excepcionales, y siempre en las regiones ecuatoriales, esa altura alcanza 12–15 km. La estructura de tal nube es más complicada, contiene corrientes de aire tanto ascendentes como descendentes. El aire es arrastrado hacia abajo por los cristales de hielo y las gotas de lluvia que caen.

La referida clasificación no se agota con estos dos tipos de nubes: estratos y cúmulos. Existen también tipos mixtos de nubes y un tipo independiente de ellas, los cirros. En latín "cirrus" significa "rizo". Los cirros constan de pequeños cristales de hielo y se forman a gran altura en las rápidas corrientes turbulentas de viento.

En todos los demás planetas dotados de atmósferas potentes también hay nubes. Estas ocultan totalmente las superficies de Venus y Titán. Generalmente, las superficies de Júpiter y Saturno se calculan a partir del borde superior de las nubes, puesto que no tienen ninguna otra superficie sólida o líquida. La composición química de las nubes de otros planetas es diferente. Por ejemplo, algunas nubes de Venus ¡son gotas de ácido sulfúrico!

Se puede considerar que los mecanismos de formación de nubes en otros planetas son similares a los terrestres. Sólo se debe tener en cuenta que la formación de nubes puede ser provocada no sólo por la condensación de gotas y cristales, sino también por reacciones químicas. Un ejemplo de eso es la formación, en condiciones de laboratorio, de una pequeña nube compuesta de cristales de cloruro de amonio NH_4Cl sobre recipientes situados uno al lado de otro, que contienen ácido clorhídrico HCl y solución acuosa de amoníaco NH_3.

Las nubes en la Tierra son un rasgo característico esencial y reflejan el tiempo en ésta. Por regla general, una nubosidad potente se dispone sobre los lugares donde la presión al nivel del suelo es baja. Allí se dirigen los vientos superficiales que son remolineados por la acción de las fuerzas de Corriolis (fig. 47). En el centro de tal ciclón *) el aire sube y, enfriándose, forma nubes. Por el contrario, en las capas superiores de la atmósfera ciclonal, sobre la zona de presión baja, la presión del aire atmosférico es

*) La palabra griega "kyklon" significa "remolino".

más alta (¡ !) que la media característica para una altitud dada. En la troposfera superior el aire empujado por el exceso de presión se mueve a partir del centro del ciclón.

Llámase anticiclón la zona de presión atmosférica elevada dispuesta cerca de la superficie. En un aticiclón el aire seco baja de la troposfera superior. Por eso sobre los lugares donde se encuentra el anticiclón el cielo es claro y despejado.

Los ciclones y anticiclones tienen un diámetro de 200 a 3000 km y un tiempo medio de vida de cerca de una semana. Sin embargo, algunos de ellos permanecen mucho tiempo en un mismo lugar. En la Tierra existe un ciclón permanente, que tanto en verano como en invierno se halla ubicado cerca de Islandia. Se forma a consecuencia del encuentro de las aguas cálidas de la Corriente del Golfo con el aire polar frío. Sobre toda Islandia el cielo está cubierto de nubes. En la Unión Soviética, en invierno, el estado de la atmósfera depende en suma grado del anticiclón Siberiano. El papel primordial en su formación le pertenece al Himalaya, que no

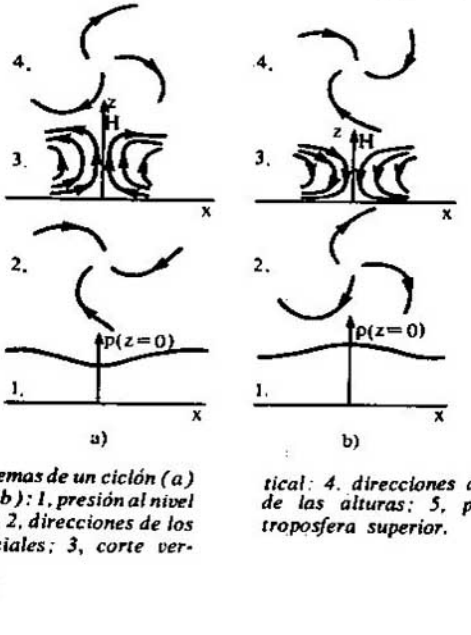


FIG. 47. Esquemas de un ciclón (a) y un anticiclón (b): 1, presión al nivel de la superficie; 2, direcciones de los vientos superficiales; 3, corte vertical; 4. direcciones de los vientos de las alturas; 5, presión de la troposfera superior.

deja pasar hacia el norte el aire húmedo del océano Índico. No obstante, la mayoría de las anomalías de presión se trasladan, en rasgos generales, así como se muestran en la fig. 38,*a* las direcciones de los vientos globales de la Tierra.

El número de ciclones y anticiclones en toda la Tierra en cada momento de tiempo es aproximadamente el mismo. La nubosidad oculta cerca de la mitad de la superficie de nuestro planeta.

2. QUÉ ES EL TIEMPO Y QUÉ ES EL CLIMA

De la vida cotidiana todo el mundo sabe qué es el tiempo y qué es el clima. ¿Qué tiempo hace hoy? Y usted mira por la ventana para ver si llueve o nieva, echa una ojeada al termómetro, escucha el parte meteorológico por radio y se viste correspondientemente. Si se trata del clima, también todo está claro: en el norte el clima es frío, y en los trópicos hace calor durante todas las estaciones del año. Pero debemos precisar algo estas concepciones intuitivas.

El tiempo es el estado de la atmósfera y de la superficie terrestre (la tierra firme y el océano) en un día y una hora concreta en todo el planeta. Habitualmente describimos el tiempo en cada lugar de la Tierra por separado, caracterizándolo con arreglo a magnitudes meteorológicas diferentes. Son la temperatura, la presión y la humedad del aire al nivel de la superficie; la velocidad y la dirección del viento; el estado de la nubosidad y la cantidad de precipitaciones y cómo son. Para hoy día, el concepto de tiempo de la Tierra es el conjunto de estos datos obtenidos en todas las estaciones meteorológicas, incluidas las fotografías de la nubosidad tomadas desde satélites.

Desafortunadamente dicha información no es completa. Antes que nada por el hecho de que el número de puntos meteorológicos dista de ser satisfactorio, particularmente en los océanos. Así como porque la información completa acerca del tiempo no consta de varias magnitudes medidas en la superficie, sino que son sus relaciones respecto a toda la columna de la troposfera, o sea, de la capa inferior de la atmósfera. Desde el punto de vista teórico son suficientes tan sólo dos parámetros tomados en función de la altitud, por ejemplo, la temperatura y la humedad. Una vez conocidas éstas se pueden hallar también todas las demás magnitudes físicas: podemos calcular la presión y la densidad del aire a cualquier altura, determinar los límites inferior y superior de las nubes y su pluviosidad y, por consiguiente, averiguar si llueve. La distribución de las presiones permite, de principio, calcular los vientos a todas las alturas. Tanto los vientos

como el grado de calentamiento del océano determinan sus corrientes. Por último, el tiempo del día de mañana depende del movimiento de las masas de aire y de agua.

Claro está que en realidad no disponemos de tal información completa y es dudoso que dispongamos de ella algún día. Pero incluso en el caso de que se conociese con bastante exactitud el estado del tiempo y las variaciones en función de la altitud para todo el planeta, no podríamos asimilar y elaborar esta enorme información puesto que nuestras máquinas computadoras calcularían el tiempo de un modo mucho más lento que éste cambia en la nutaraleza. Pero supongamos que incluso se halla creado un ordenador capaz de calcular a cualquier velocidad necesaria. ¿Será posible pronosticar el tiempo con cualquier grado de precisión y para cualquier plazo de anticipación?

No. La exactitud de predicción será muy buena para un pronóstico anticipado en un día, y completamente satisfactoria para un pronóstico anticipado en una semana. Sin embargo, el pronóstico para un mes coincidirá aproximadamente, pero dentro de un año las divergencias del pronóstico respecto al tiempo real ya se acercarán a las divergencias de éste respecto a los datos climáticos medios de muchos años. Lo expuesto no significa que un pronóstico para largo plazo es imposible en general, mas los esfuerzos en este asunto tienen su límite. Para cualquier precisión de los cálculos la divergencia aumentará como la raíz cuadrada a partir del período transcurrido.

Eso puede parecer sorprendentes, por cuanto se suponía que del tiempo se sabía todo y que el cálculo se realizaba con cualquier grado de precisión. Pero tal es la propiedad de las ecuaciones de hidrodinámica. En cuanto el movimiento se convierta en turbulento, su cálculo exacto para un largo período anticipado coincidirá con el cuadro real tan sólo por término medio. No obstante, las corrientes del océano son turbulentas, y el número de Reynolds para la atmósfera es del orden de 10^{10}. Por eso es necesario saber promediar correctamente la turbulencia de los vientos y de las corrientes en la Tierra.

El clima es precisamente un ejemplo de tal promediación, pero no de la promediación de los cálculos numéricos, sino de la de los datos referentes al tiempo en el pasado. El concepto de clima fue introducido aún por los sabios de la Antigua Grecia. La propia palabra "clima" también es de procedencia griega y significa "inclinación". Los griegos comprendían que el clima de un lugar depende de la inclinación media de los rayos solares.

En efecto, la principal componente en el clima de cada lugar,

según la variación del tiempo promediado en función de la estación del año, depende de las condiciones de calentamiento (por los rayos solares) de un sector dado de la superficie terrestre, es decir, de las condiciones de su iluminación. Examinemos cómo varía, en el curso del año, la intensidad de iluminación del globo terráqueo en una latitud dada. Lo más importante para el clima es la cantidad total de energía que incide cada 24 horas por unidad de superficie. Pero para averiguar esto, en primer término es necesario calcular cómo varía la iluminación de la Tierra durante el día en cada estación del año y en cada latitud.

A pesar de que esta tarea parece más complicada, por cuanto es preciso tener mayor cantidad de datos, en realidad, la misma se ha vuelto más simple. Pues todo lo que debemos hacer es calcular la superficie iluminada (por una fuente puntual de luz) de una bola en rotación. Esta tarea se reduce fácilmente a un problema puramente geométrico.

Como sabemos, la intensidad de iluminación, es decir, la potencia luminosa que incide sobre la unidad de superficie, es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia hasta la fuente. Además es proporcional al coseno del ángulo α entre la dirección hacia la fuente de luz y la normal, o sea, la perpendicular respecto a dicha superficie:

$$E = s_{\odot}\left(\frac{a_{\oplus}}{r}\right)^2 \cos\alpha.$$

Aquí $s_{\odot} = 1{,}36 \cdot 10^3$ W/m^2 es la constante solar. Según su definición, ésta es precisamente la intensidad de iluminación (por los rayos solares directos) de la unidad de superficie que se encuentra a la distancia $a_{\oplus}$ del Sol. Lo único que se debe tener en cuenta es que la constante solar no se expresa en lux, es decir, en unidades de iluminación, sino en unidades energéticas, las cuales pueden ser convertidas unas en otras empleando las siguientes correlaciones:

$$1 \text{ lx} = 0{,}001471 \text{ W/m}^2; \quad 1 \text{ W/m}^2 = 679{,}6 \text{ lx}.$$

La distancia r hasta el Sol, en el curso del año, cambia no mucho: cuando la excentricidad es igual a 0,0167, el gradiente de distancias constituye el 3,3%. Eso significa que la total diferencia de iluminación de la Tierra, entre sus posiciones en el perihelio y el afelio, es casi de un 7%. Esto ya es una magnitud significativa. La

tomaremos en consideración al calcular las energías totales obtenidas en distintas latitudes durante el día.

Sin embargo, la aportación principal al cambio de iluminación le pertenece a la variación del ángulo de inclinación de los rayos solares en función del tiempo. El ángulo entre la dirección al Sol y la vertical de un lugar dado varía mucho tanto durante el día como de día en día durante el año. Por esta razón, en primer término hallaremos la dependencia $\alpha(t)$.

Nos será conveniente considerar que todos los ángulos del problema varían en un amplio intervalo. En este caso claro está que la fórmula de la iluminación no será válida para los valores negativos del coseno, es decir, cuando $\pi/2 < \alpha < 3\pi/2$. Eso significa que en un lugar dado y en un momento dado simplemente es de noche y, por consiguiente, la iluminación es igual a cero.

Como de costumbre, marcaremos la latitud del lugar a partir del ecuador, pero para las latitudes meridionales adoptaremos los valores negativos de φ. Así pues, la latitud geográfica varía dentro de los límites de $-\pi/2 < \varphi < \pi/2$. Como es sabido, la longitud λ se marca a partir del meridiano de Greenwich. La misma tampoco será dividida en longitudes de "al occidente de Greenwich" y "al oriente de Greenwich". Procederemos de una manera más sencilla. Consideraremos que la longitud λ varía dentro de los límites de 0 y 2π y de 0 a 360°, eligiendo hacia oriente la dirección positiva. Entonces, por ejemplo, $\lambda = 2\pi/3$ significará 120° de longitud Este, y $\lambda = 3\pi/2$ corresponderá a 90° de longitud Oeste.

El problema de la dependencia $\alpha(t)$ lo resolveremos en dos

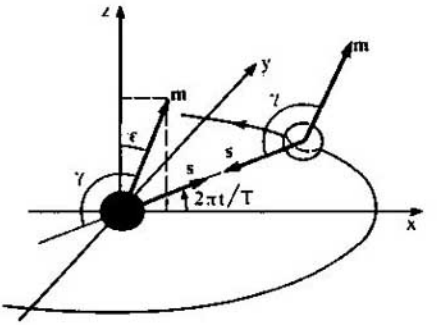


FIG. 48. Esquema para deducir la fórmula del ángulo entre el eje terrestre y la dirección al Sol.

etapas. Primero hallaremos cómo durante el año varía el ángulo γ entre el eje de rotación de la Tierra y la dirección hacia el Sol. En este caso consideraremos que la órbita terrestre es aproximadamente una circunferencia. Observen la fig. 48. Es más cómodo calcular el tiempo t no a partir del Año Nuevo, sino a partir del momento del solsticio de invierno. Entonces, el ángulo que recorrió la Tierra por la órbita a partir del referido momento es igual a $2\pi t/T$. Aquí el período T equivale naturalmente al año tropical.

El vector unitario *) $\bar{s}$ de la dirección de la Tierra al Sol, como se ve en el dibujo, tiene las componentes $(-\cos 2\pi t/T, -\operatorname{sen} 2\pi t/T, 0)$. El vector unitario $\bar{m}$ de la dirección del eje terrestre está inclinado formando un ángulo ε con el eje z. Sus proyecciones sobre los ejes de coordenadas constituyen $(\operatorname{sen}\varepsilon, 0, \cos\varepsilon)$. El coseno del ángulo comprendido entre dos vectores unitarios es igual a su producto escalar, o sea, a la suma de los productos de cada proyección:

$$\cos\gamma = (\bar{s}\bar{m}) = -\operatorname{sen}\varepsilon\cos 2\pi t/T.$$

Comprobemos el resultado en casos particulares. Servirá para persuadir a los que todavía no pueden comprender su deducción.

b) $t = 0$; $\cos\gamma = -\operatorname{sen}\varepsilon$; $\gamma = \varepsilon + \pi/2 = 113°,5$. Como se deduce de las figs. 12 y 48, en invierno el eje terrestre efectivamente forma un ángulo obtuso con la dirección hacia el Sol.

2. $t = T/4$ ó $t = 3T/4$ son los equinoccios de primavera o de otoño. En este caso $\cos\gamma = 0$, y el eje terrestre es perpendicular a los rayos solares.

3. $t = T/2$ es el solsticio de verano; $\cos\gamma = \operatorname{sen}\varepsilon$, y el ángulo γ alcanza el valor mínimo de 66°,5.

Esta sencilla fórmula proporciona la dependencia $\gamma(t)$ con bastante precisión para nosotros. Claro está que, basándose en ella, es imposible componer tablas astronómicas, puesto que en las mismas debe tenerse en cuenta la elipticidad de la órbita terrestre, pero su valor práctico será indudable.

Veamos ahora cómo varía la inclinación de los rayos solares en función del tiempo diario y de las coordenadas geográficas, considerando que dicha variación en función del tiempo anual se halla asegurada por el ángulo γ. La Tierra gira en torno al Sol con

*) Llámase vector unitario aquel cuyo cuadrado de longitud, es decir, cuya suma de los cuadrados de todas las proyecciones equivale a la unidad.

un período próximo a 24 horas. En realidad, debido a la irregularidad de la velocidad de la Tierra en su órbita elíptica, el día solar sólo por término medio constituye $P_0 = 86400$ segundos. Por ejemplo, en enero, cuando la Tierra pasa el perihelio de su órbita, el día solar es 30 s más largo que P_0. *Las divergencias totales del tiempo solar alcanzan* 14 minutos en febrero y 16 minutos (en el otro hemisferio) en octubre. No obstante, para mayor sencillez, despreciaremos estas oscilaciones, estimando que la Tierra gira alrededor del Sol con una velocidad angular constante $\omega = 2\pi/P_0$.

Examinemos ahora la fig. 49. Supongamos que nos interesa el ángulo de incidencia de los rayos solares en la latitud φ, en el meridiano de Greenwich ($\lambda = 0$) y en el momento del día t, hora de Greenwich *). Eso significa que la Tierra ha girado a un ángulo ωt respecto a la posición que ocupaba a medianoche, hora de Greenwich.

El vector unitario $\vec{s}$ de la dirección hacia el Sol forma un ángulo γ con el eje z, además ya conocemos su valor para cualquier tiempo del año. Por lo tanto, las proyecciones de dicho vector sobre los ejes de las coordenadas, elegidas así como se muestra en la fig. 49, son iguales a (sen γ, 0, cos γ).

*) El tiempo local suele calcularse a partir de la medianoche, puesto que este es el momento que dista 12 horas del momento de la posición superior, más alta, del Sol sobre el horizonte, o sea, del mediodía. La salida y la puesta del Sol, prácticamente, están separadas de la medianoche por intervalos iguales de tiempo.

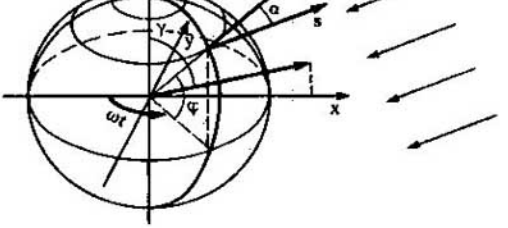


FIG. 49. Esquema para deducir la fórmula del ángulo de iluminación por el Sol de un sector de la superficie terrestre en la latitud φ y a la hora del día t.

Como se deduce de la fig. 49, el vector unitario de la normal al punto de la superficie terrestre, cuyas coordenadas geográficas φ y $\lambda = 0$, en un momento t del día tiene las componentes

$$\bar{n} = (-\cos\varphi\cos\omega t,\ -\cos\varphi\,\mathrm{sen}\,\omega t,\ \mathrm{sen}\,\varphi).$$

Trataremos de componer el producto escalar de los vectores $\bar{s}$ y $\bar{n}$. Su valor es igual al *coseno* del ángulo de incidencia de los rayos solares:

$$\cos\alpha = (\bar{n}\bar{s}) = \cos\gamma\,\mathrm{sen}\,\varphi - \mathrm{sen}\,\gamma\cos\varphi\cos\omega t.$$

Ahora comprobaremos esta fórmula para distintos casos particulares.

1. A medianoche $t = 0$, por lo tanto, $\cos\alpha = -\mathrm{sen}\,(\gamma - \varphi)$. Casi para todas las latitudes el coseno resulta negativo. Este hecho precisamente significa que a medianoche la superficie terrestre, por regla general, carece de iluminación. Sin embargo, para algunas latitudes también a medianoche es posible $\cos\alpha > 0$. Allí reina el día polar. El límite de este día depende de la condición de incidencia tangente de los rayos solares a medianoche, es decir, de $\alpha = 90°$. La latitud φ_1, en la que comienza el día polar, puede ser determinada por la ecuación $\mathrm{sen}\,(\varphi_1 - \gamma) = 0$. Esta tiene dos soluciones en la zona accesible de variación de los ángulos:

$$\varphi_1 = \gamma \quad \text{y} \quad \varphi_1 = -\pi + \gamma.$$

Es fácil convencerse de que tales condiciones, en efecto, ofrecen las latitudes límites correctas del día polar: la primera, para el hemisferio boreal en verano, y la segunda, para el hemisferio austral entre los equinoccios de otoño y de primavera.

2. Veamos ahora cuál es la inclinación de los rayos solares a mediodía, cuando $\omega t = \pi$. En este caso $\cos\alpha = \mathrm{sen}\,(\gamma + \varphi)$. La solución de dicha ecuación $\alpha = \gamma + \varphi - \pi/2$ tiene un aspecto bastante general, pero los valores negativos de α no nos asombran. No obstante, si $\cos\alpha$ se vuelve negativo, eso significará que ha entrado la noche. Una noche a mediodía es una noche polar. Su latitud límite φ_2 también se averigua fácilmente resolviendo la ecuación $\mathrm{sen}\,(\gamma + \varphi_2) = 0$;

$$\varphi_2 = -\gamma \quad \text{y} \quad \varphi_2 = \pi - \gamma.$$

La primera expresión es válida en el hemisferio austral, y la segunda, en el boreal en invierno.

3. ¿Y de qué manera se puede determinar la duración del día y la noche en cualquier latitud y en cualquier tiempo del año? Los momentos de salida y puesta del Sol se hallan prefijados por la condición $\cos \alpha = 0$. La duración de la noche es el tiempo duplicado de la salida del Sol, por consiguiente,

$$\Delta t_{\text{noche}} = \frac{P_0}{\pi} \arccos(\operatorname{tg} \varphi \operatorname{ctg} \gamma).$$

Si la respuesta no supera la duración P_0 del día y la noche el resto $P_0 - \Delta t_{\text{noche}}$ constituye precisamente la duración del día. De lo contrario la noche es polar. Ahora bien, si bajo el arccoseno se halla un número superior a la unidad, eso significa que nos encontramos en pleno día polar.

4. Veamos que sucede los días de equinoccios cuando $\gamma = \pi/2$. En este caso $\cos \alpha = -\cos \varphi \cos \omega t$. De aquí se deduce que el Sol sale a las 6 de la madrugada y que la duración del día constituye 12 horas en todas las latitudes. El día es igual a la noche. La puesta del Sol ocurre a las 18 horas*).

5. Y ahora trasladémonos al ecuador y supongamos que $\varphi = 0$. Entonces

$$\cos \alpha = -\operatorname{sen} \gamma \cos \omega t.$$

Centren su atención: la duración del día en el ecuador constituye 12 horas independientemente del tiempo del año. Durante el equinoccio, al mediodía, los rayos solares en el ecuador inciden verticalmente.

Ustedes mismos pueden investigar la fórmula también en los demás casos particulares interesantes: en los momentos de solsticio y en las latitudes de los trópicos y de los círculos polares. Nos hemos apartado algo de los problemas climatológicos, pero, a fin de terminar ya con esta fórmula, es preciso señalar que la misma es válida no sólo para una longitud nula. Desde el punto de vista físico, la elección de dicha longitud en la Tierra, precisamente en el meridiano de Greenwich, no depende de ninguna condición. Pero,

*) Al comparar los cálculos (realizados mediante esta fórmula) con los datos de los calendarios, es necesario recordar no sólo sus inexactitudes antes mencionadas, sino también tener en cuenta el hecho de que en los calendarios la salida y la puesta del Sol se indican no a partir del centro del disco solar, sino a partir de su borde superior. Eso aumenta la duración del día más que en dos minutos.

históricamente, ha sido en Gran Bretaña donde la variación de la longitud en función del tiempo solar fue asentada sobre una base científica, y en Greenwich se encuentra el principal observatorio de Inglaterra. Esa misma fórmula también es válida, desde luego, para cualquier otra longitud, si en ella se introduce el tiempo local cuya duración se calcula desde el momento en que en un lugar dado comienza la medianoche astronómica. Por supuesto que el tiempo local t_{loc} es el calculado a partir de Greenwich más el tiempo necesario para que la Tierra gire a un ángulo equivalente a la longitud del lugar:

$$t_{loc} = t + \frac{\lambda}{\omega} = t + \lambda \frac{1 \text{ hora}}{15^\circ}.$$

Para facilitar la comunicación de las personas que viven no lejos unas de otras, se ha introducido la hora del huso. Es la hora local, pero redondeada de tal modo que se diferencia de la hora de Greenwich en un número entero de horas. Toda la superficie de la Tierra ha sido dividida en 24 husos horarios. Sus límites en los océanos pasan por los meridianos con longitudes $\lambda_n = 7°{,}5 + n \cdot 15°$, donde n son números enteros. Los límites de los husos horarios en la tierra firme pasan por las fronteras de los Estados, por los ríos, las crestas de las montañas o por localidades poco pobladas.

La longitud de Moscú, por ejemplo, constituye 37°. Por eso la hora local en la capital de la URSS adelanta la de Greenwich en 37°/15°, es decir, en 2 horas 28 minutos. Moscú realmente se halla en el II huso horario. Sin embargo, la hora de Moscú difiere de la de Greenwich no en 2 horas. La diferencia constituye en verano, desde el 1 de abril hasta el 1 de octubre, 4 horas, y en invierno, 3 horas. Desplazamientos análogos de la hora se han introducido, por consideraciones económicas, en muchos países del mundo.

Retornemos a la iluminación de la Tierra por el Sol. Ahora ya sabemos cómo el ángulo de incidencia de los rayos solares depende de la estación del año, de la hora del día y de la latitud del lugar. Por eso es posible calcular cómo se distribuye el flujo de energía solar por la superficie de la Tierra cada 24 horas por término medio. A consecuencia de la gran capacidad calorífica de la superficie terrestre, sobre todo de sus territorios cubiertos de agua, el enfriamiento durante la noche es relativamente pequeño. Por lo tanto, la energía solar suministrada durante 24 horas es una característica importantísima del clima de una latitud dada. Su variación en función de la estación del año impone la marcha climática del cambio de las estaciones.

Debemos promediar la fórmula del coseno del ángulo de incidencia según la hora local. Esta operación se realiza fácilmente en el caso del día polar, entonces el segundo término variable de la fórmula proporciona cero por término medio. Debido a ello la energía solar que reciben durante 24 horas las zonas de día polar es igual a

$$Q = P_0 s_\odot \left(\frac{a_\odot}{r}\right)^2 \cos\gamma \operatorname{sen}\varphi.$$

Para una latitud arbitraria los cálculos son algo más complicados, pues conviene recordar que la iluminación por la noche no es negativa. Dichos cálculos pueden realizarlos quienes dominan las operaciones de integración. Los resultados obtenidos se ofrecen en forma de gráficos (figs. 50 y 51). Al construirlos también se ha tenido en cuenta la pequeña variación de la distancia hasta el Sol durante el año.

Fíjense en el asombroso resultado de los cálculos: ¡la energía que llega en verano a las zonas polares supera la energía suministrada al ecuador y al trópico de Capricornio! Eso no es un

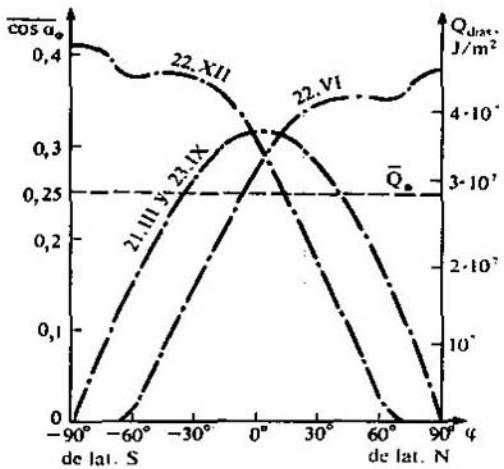


FIG. 50. Cantidad de energía luminosa diaria que llega a la Tierra durante el equinoccio y el solsticio en función de la latitud

error. Así sucede a causa de que durante el día polar la iluminación transcurre día y noche sin interrupción, y el coseno del ángulo de incidencia no es muy pequeño ni mucho menos.

Presten también atención al hecho de que la curva de junio en la fig. 50 no es simétrica a la de diciembre. Y las curvas de la fig. 51, para las latitudes boreales y australes, no resultan unas de otras al desplazarlas a medio año. Esto sucede porque en invierno (en el hemisferio boreal) nos encontramos más cerca al Sol que en verano. Acuérdense que ahora la Tierra pasa su perihelio a principios de enero. Claro está que durante el año los sectores situados en las latitudes boreales reciben por término medio la misma cantidad de calor que los sectores análogos del hemisferio austral, pero la distribución de esa energía según las estaciones del año es algo diferente. Dicha asimetría, junto con la distribución irregular de la tierra firme y los océanos en los hemisferios, conduce, como veremos más tarde, a peculiaridades considerables e interesantes en el clima de la Tierra.

Estudiando el equilibrio de radiación total de la Tierra, hemos calculado, a base del flujo medio de energía solar, la temperatura media de la Tierra, o sea, la temperatura de su radiación. A primera vista, también aquí, sabiendo la distribución de la energía solar por las latitudes y las estaciones del año, podríamos tratar de apreciar las temperaturas de equilibrio de los sectores de la superficie terrestre.

Sin embargo, no es fácil realizarlo. Debemos tomar en

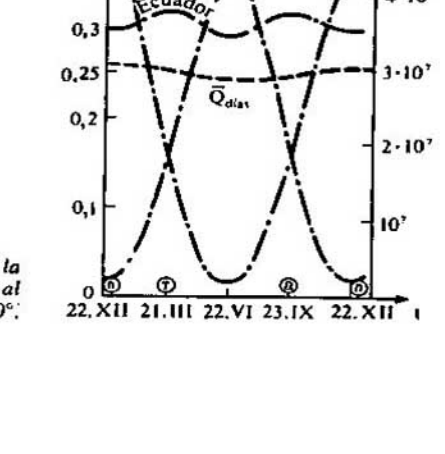


FIG. 51. Dependencia anual de la energía luminosa diaria que llega al ecuador y a las latitudes de 60°.

consideración la variación considerable del albedo de la superficie terrestre en función de la latitud. Dicho albedo, o sea, el coeficiente medio de reflexión de la superficie es tanto mayor cuanto más cerca de los polos nos encontremos, así como porque allí hay más nieve y hielo y porque la atmósfera refleja mejor los rayos solares oblicuos, mientras que en las zonas polares la luz pasa tangencialmente. Además, incluso sin los cálculos se ve que tal apreciación conduciría a resultados muy diferentes de la realidad. Durante la larga noche polar, la energía solar no llega en general a las zonas de esta región, por eso sus temperaturas resultarían demasiado bajas. No obstante, se sabe que no es así. Durante las noches polares, las temperaturas en las regiones árticas y antárticas son un poco menores que la temperatura de radiación de la Tierra pero, por supuesto, aún se diferencian mucho del cero absoluto.

Es fácil comprender por qué sucede esto. En invierno, las temperaturas relativamente altas de las latitudes polares se mantienen a expensas del intercambio de calor que ocurre constantemente en el planeta. La energía térmica es transmitida sin interrupción desde las latitudes tropicales hacia las polares. Dicha transmisión es efectuada por los vientos de la atmósfera y las corrientes oceánicas. A su vez, los propios vientos y corrientes deben su origen, al fin y al cabo, a la diferencia de temperaturas entre las latitudes altas y bajas.

Analicemos ahora cómo realmente cambian en el curso del año las temperaturas medias en algunas latitudes de la Tierra (fig. 52). Ustedes ven que estas dependencias se parecen a las curvas de la fig. 51 que muestran la distribución de la energía luminosa del Sol de acuerdo con las latitudes geográficas. Sin embargo, las temperaturas de las zonas polares durante la noche polar realmente no llegan a ser demasiado bajas: la energía térmica se redistribuye por la superficie de la Tierra.

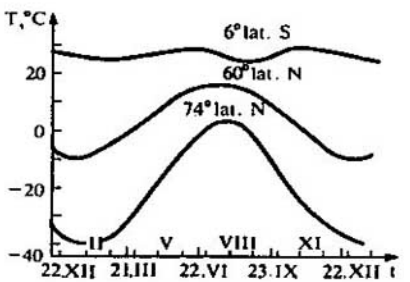


FIG. 52. Dependencia anual de la temperatura media de las latitudes diferentes.

Fíjense también en el hecho de que los mínimos y máximos de las curvas de temperatura se retrasan aproximadamente en un mes en comparación con los extremos de la intensidad de iluminación solar. Esto sucede a causa de la inercia térmica del océano, la tierra firme y la atmósfera, así como a consecuencia de su capacidad calorífica.

El océano tiene la máxima capacidad calorífica. Ya sabemos que la turbulencia y las corrientes superficiales mezclan la capa superior del océano hasta la profundidad de $h \sim 100$ m aproximadamente. El calor específico del agua constituye $c_0 = 4{,}18 \cdot 10^3$ J/(kg·K). Por consiguiente, la capacidad calorífica total de la capa superior activa del océano, que ocupa el 70% de la superficie del planeta $4\pi R_\oplus^2$, es

$$C_{oc} \simeq 0{,}7 \cdot 4\pi R_\oplus^2 h \rho_0 c_0 \simeq 1{,}7 \cdot 10^{23} \text{ J/K}.$$

Veamos durante cuanto tiempo Δt los rayos solares que iluminan la Tierra con una potencia de $\pi R_\oplus^2 s_\odot = 1{,}75 \cdot 10^{17}$ W calentarán el océano, digamos, en $\Delta t = 3$ grados:

$$\Delta t \sim \frac{C_{oc} \Delta T}{\pi R_\oplus^2 s_\odot} \sim 3 \cdot 10^6 \text{ s} \sim 1 \text{ mes}.$$

Como se deduce de la fig. 52, la apreciación proporciona, en efecto, valores próximos a los reales: el retardo de las temperaturas, en comparación con la iluminación, constituye un mes más o menos, mientras que el incremento mensual de la temperatura en las latitudes medias en primavera constituye cerca de 3 grados.

Hoy la palabra clima encierra un concepto más amplio que el que le atribuían los antiguos griegos. El clima de la Tierra es el conjunto completo de datos meteorológicos – temperatura, presión, humedad, dirección de los vientos y corrientes promediados respecto al tiempo en todos los puntos del planeta y para cada día del año. Pero surge la pregunta: ¿ateniéndose a qué intervalo de tiempo han de promediarse los datos meteorológicos a fin de obtener la característica del clima?

Para aclarar mejor el asunto hablaremos, por ejemplo, de la temperatura. Esta puede promediarse en un intervalo pequeño en comparación con las estaciones del año, o sea, en un intervalo durante el cual las condiciones de iluminación solar no cambian mucho. De ordinario, en calidad de tal plazo se elige una década, o sea, un tercio de mes. Las temperaturas medias por décadas ya revelan una marcha regular próxima a las curvas de la fig. 52.

Sin embargo, al comparar estas temperaturas medias por décadas durante varios años, las mismas no coincidirán con exactitud, y su divergencia puede alcanzar una decena de grados. Ahora bien, si

tomamos sus valores medios, digamos, durante diez años, el valor medio análogo para otro decenio se diferenciará del primero tan sólo en varios grados. Ahora promediemos las temperaturas durante un período todavía más largo, durante un tercio de siglo. Veremos que la semejanza de estas temperaturas medias será aún mayor y la amplitud de sus fluctuaciones disminuirá aún en mayor grado.

Tomemos ahora las temperaturas medias durante cien años. Aquí surgirá un concepto nuevo. Las diferencias entre las temperaturas seculares contiguas y las temperaturas medias se mantendrán a pesar de todo, pero esas diferencias constituirán tan sólo fracciones de grado. No obstante, decimos que ellas se deben al cambio lento del clima.

¿Por qué, entonces, las diferencias entre las temperaturas medias por décadas y el desarrollo del clima se estiman como casuales, es decir, como fluctuaciones del tiempo, mientras que los cambios de éste en el transcurso de siglos y milenios se consideran como fluctuaciones del clima? Eso sucede por el hecho de que las variaciones de las temperaturas medias, incluso durante decenas de años, en distintos lugares de la Tierra tienen signo diferente; además, la suma de dichas divergencias en todo el planeta es muy cercana a cero. Sin embargo, las temperaturas seculares medias ya se desarrollan casi igual en toda la Tierra. Por ejemplo, en los siglos XVI–XVII la temperatura era varios grados más baja que en la época actual, y en los siglos XI–XII hacía más calor que ahora, además, este fenómeno se observaba en todo el planeta. Esa es precisamente la causa de que las variaciones de las temperaturas seculares medias se atribuyan al cambio del clima, mientras que éste se considera como una característica global.

Es interesante que el intervalo de tiempo durante el cual el clima puede tomarse como constante, coincida aproximadamente con la duración de la vida humana. Por eso, desde el punto de vista intuitivo, el tiempo se considera como algo que oscila cerca de la sinusoide constante de las estaciones del año, o sea, cerca del clima invariable. Solamente la ciencia consiguió advertir la variabilidad del clima.

El primer testimonio de que en la historia de la Tierra existieron períodos largos, muy fríos, fue proporcionado por el estudio de los glaciares. La nieve que cae en lo alto de las montañas no se derrite ni siquiera en verano. Haciéndose más compacta, ella forma hielo. Este, por la acción de su propio peso, comienza a fluir por los cañones de las montañas como un río, pero millones de veces más lentamente. La velocidad de fluencia de los glaciares es de varias centenas de metros por año, o sea, de varios metros al día. El glaciar arrastra en su seno piedras y fragmentos de rocas. Al descender al valle, el glaciar va derritiéndose, mas, por cuanto de las montañas llegan continuamente

nuevas masas de hielo, la posición definitiva del mismo se conserva, en rasgos generales, en el mismo nivel.

En su extremo el glaciar deposita montones de cantos rodados que ha trasladado. Estos depósitos se denominan morrenas frontales o terminales. Es imposible confundirlas con otras formaciones geológicas. Por la posición de las morrenas terminales se puede averiguar cuán lejos se extendía la lengua del glaciar en el pasado.

Resultó que alrededor de los Alpes se formaron varios contornos de morrenas terminales dispuestas a un nivel mucho más bajo que los extremos modernos de los glaciares. Más tarde, las morrenas terminales, próximas por su edad a las alpinas, se han encontrado también en la Meseta Central Rusa y en Europa del Norte, así como en América del Norte. De este modo, 125 años atrás el glaciar, que comenzaba en Escandinavia, depositó la morrena terminal cerca de Moscú, y 250 mil años atrás él penetró por el Dniéper más abajo de Kiev.

En la historia de la Tierra se han descubierto varias decenas de períodos glaciares. Estos se repetían de modo irregular y los intervalos entre ellos oscilaban desde 40 mil hasta varios centenares de miles de años. Entre los períodos glaciares el clima retornaba más o menos al estado contemporáneo. Y el último período glaciar depositó sus morrenas terminales tan sólo 20 mil años atrás.

¿Acaso existe la seguridad de que la glaciación se iniciaba a la vez por todo el planeta y que las morrenas terminales eran, verdaderamente, testigos de la modificación del clima de la Tierra?—Sí. La masa total de hielo acumulado en los glaciares de la tierra firme era muy grande, de modo que su volumen superaba dos veces el de los escudos glaciares actuales de la Antártida y Groenlandia. Toda esa agua procedía del Océano Mundial. Esta es la razón por la cual el nivel del mismo descendió numerosas veces más de 100 m por debajo del nivel actual. Tal hecho ha sido confirmado por datos geológicos independientes.

Hoy día el nivel del Océano Mundial varía con relativa lentitud. Los últimos 6 mil años las desviaciones de su nivel respecto al actual no superaban 3 m. Desde principios del siglo 20 el agua en el océano ascendió sólo 10 cm. Estas oscilaciones, por supuesto, también están relacionadas con las modificaciones del manto de hielo, pero en general, comparándolas con los enormes desniveles del océano en el pasado, podemos considerar que el clima de los últimos 6000 años, es decir, el clima de nuestra civilización, es constante.

¿Pero es posible esperar períodos glaciares en las épocas venideras?

3. CAUSAS DE LOS CAMBIOS DEL CLIMA

El clima varía no en regiones aisladas de la Tierra, sino simultáneamente en todo el planeta. Por eso también la causa de su variación debe ser global, que afecte la Tierra en general. De lo expuesto anteriormente debe quedar claro que la aportación más importante a la formación del clima la hace el equilibrio térmico del planeta. La igualdad de los flujos de energía luminosa solar absorbida por la Tierra y de radiación térmica infrarroja que abandona el planeta permite calcular la temperatura de radiación de la Tierra:

$$T_{\oplus} = T_{\odot} \sqrt{\frac{R_{\odot}}{2a}} (1 - A)^{1/4}.$$

Esta es menor que la temperatura media de la superficie terrestre, pero, a pesar de todo, resulta próxima a la misma y la determina junto con el equilibrio térmico de la troposfera.

Vamos a centrar la atención en el hecho de cuáles de los factores de esta fórmula pueden modificarse y cuál será la velocidad de tales modificaciones. El radio $R_{\odot}$ y la temperatura $T_{\odot}$ de la superficie del Sol fueron introducidos en la fórmula a partir de la luminosidad $L_{\odot}$, o sea, de la potencia luminosa de nuestro Astro. Su variación puede guardar relación con la evolución de la composición del combustible nuclear. El tiempo característico de tal proceso ya fue apreciado; el mismo es muy grande, del orden de 10^{10} años. Pero también las pequeñas perturbaciones en el proceso de síntesis nuclear deben ser amortiguadas por la inercia térmica del Sol, pues el tiempo de cualesquiera de sus cambios es mayor de 10^7 años.

Sabemos que en la superficie del Sol también se producen procesos relativamente rápidos no térmicos y no equilibrados, cuya naturaleza no está del todo clara. Sin embargo, dicha actividad solar cambia tan sólo el extremo ultravioleta del espectro del Sol, que aporta alrededor del 1% a su luminosidad. Además, la influencia que la actividad solar ejerce sobre el clima y sobre la dinámica de la troposfera debe debilitarse en sumo grado por la exósfera, es decir, por la capa exterior de la atmósfera de la Tierra. La exósfera absorbe esa radiación no térmica del Sol. En efecto, la estadística demuestra que el tiempo en la Tierra no acusa la periodicidad undecenal característica para la actividad solar.

La distancia media del Sol a la Tierra, o sea, el semieje mayor de la órbita, no perturba por la atracción de otros planetas. Su variación concebible está relacionada tan sólo con la disminución de la masa del Sol. Pero también este efecto es ínfimo: la Tierra se aleja del Sol nada

más que 1 cm por año, por consiguiente, el tiempo característico al cabo del cual su alejamiento se revelará sustancialmente constituye 10^{13} años.

Y, por último, ¿es variable el albedo A de la Tierra? Sí, indudablemente, puesto que la magnitud A está determinada por los coeficientes de reflexión de la atmósfera, el océano y la tierra firme. Los objetos que más intensamente reflejan la luz son las nubes de la atmósfera, el manto de nieve, los glaciares de la tierra firme y el hielo flotante del océano. ¡Pero ellos mismos dependen no sólo del clima, sino también del tiempo y la estación del año! Resulta que el clima es capaz de influir sobre sí mismo, o sea, que su cambio depende de su propio estado en un momento dado.

Los influjos de tal índole pueden pertenecer a dos tipos absolutamente diferentes. He aquí un ejemplo: el péndulo. Una pequeña desviación de éste engendra una fuerza de retorno. La aceleración del péndulo está dirigida en contra del desplazamiento. El equilibrio del mismo es estable. Pero pongámoslo "patas arriba", de modo que el punto de suspensión resulte dispuesto bajo el centro de masas. También es un equilibrio, pero inestable: una pequeña desviación originará una fuerza aceleradora del péndulo en estado de equilibrio.

El sistema océano–atmósfera–tierra firme es mucho más complejo que un péndulo. Pero por lo menos una de sus estabilidades se manifiesta claramente. Supongamos que se produjo un pequeño enfriamiento del clima. Eso conducirá al crecimiento de los glaciares y al aumento de su área. La superficie de nieve y hielo tiene un alto coeficiente de reflexión, de 0,7 a 0,9. Por eso el albedo de la Tierra, en su totalidad, crece proporcionalmente al enfriamiento. A raíz de ello, la potencia térmica que calienta el planeta disminuye, y éste se enfría aún más.

También los demás elementos del sistema contribuyen a la inestabilidad. En los períodos glaciares el nivel del océano desciende y su superficie disminuye de forma equivalente al área de la plataforma continental, es decir, aproximadamente en un 5%. Además aumenta su manto de hielo. Pues el albedo de alta mar es pequeño, constituye tan sólo cerca de 0,1, ya que el océano "absorbe" bien la energía solar. De este modo, durante la glaciación también el océano contribuye en menor grado al balance térmico de la Tierra.

¿Y la atmósfera? Al bajar la temperatura se reduce la evaropación y disminuye la humedad saturada del aire. Debido a ello, en la atmósfera disminuye la concentración de vapor de agua. Pero es precisamente éste el que, por regla general, retiene el calor en la superficie de la Tierra, evitando su escape inmediato al cosmos. Otra

pequeña impureza del aire, capaz de absorber la radiación infrarroja, es el dióxido de carbono. Sin embargo, con el descenso de la temperatura, el dióxido de carbono empieza a disolverse mejor en el agua del océano, por lo tanto, su proporción en la atmósfera disminuye y ésta se torna aún más transparente para la radiación térmica.

Después de todo lo dicho resulta incomprensible por qué la Tierra no permanece constantemente en estado de glaciación y gracias a qué milagro el actual clima cálido en ella ya se mantiene en el transcurso de seis milenios. La respuesta es la siguiente: existen también otros mecanismos de equilibrio que aseguran la estabilidad relativa del clima. He aquí uno de ellos. El océano y la atmósfera de la Tierra constituyen una gran máquina térmica. La convección empuja los vientos y las corrientes. La disminución de la temperatura en las altas latitudes donde está concentrada la mayor parte de los glaciares aumenta el gradiente de temperaturas ecuador–polo. Y si la diferencia de temperatura entre el calentador y el refrigerador de una máquina térmica aumenta, debido a ello se acrecienta su rendimiento. Por esta causa se refuerza la convección ecuatorial y el transporte del calor por las corrientes desde los trópicos al norte y al sur. Las corrientes calientan las zonas polares, y el clima vuelve al estado estable.

Sin embargo, también el clima glaciar es relativamente estable. La duración de cada uno de los períodos glaciares constituyó decenas de miles de años. Es difícil contestar a la pregunta de qué modo, concretamente, salía la Tierra de las glaciaciones. Se sabe que la fusión de los potentes glaciares que cubrían totalmente la parte norteña de Europa, Asia y América se efectuó con relativa rapidez tan sólo en el curso de un milenio, aproximadamente. La dificultad de la respuesta radica en que sabemos muy poco de cómo estuvieron distribuidos, durante las glaciaciones, los vientos de la atmósfera y las corrientes del océano. El hombre de la edad de piedra no nos dejó testimonios al respecto, y en cuanto a la interpretación de los datos geológicos, ésta no es nada fácil. Por lo visto, pronto tendremos la posibilidad de calcular, con bastante seguridad, el clima de otras épocas empleando ordenadores.

Una de las variantes posibles de cómo, concretamente, puede el clima pasar del estado glaciar al cálido, y viceversa, es el cambio del esquema de las corrientes. Sabemos que las corrientes marinas, formando meandros, pueden cambiar su dirección principal para plazos prolongados, por ejemplo, para diez años. Si tal acontecimiento sucede con una gran corriente oceánica, el cambio del clima puede ser sumamente brusco. He aquí un ejemplo de la historia de nuestro planeta.

Seis millones de años atrás todavia no existía el estrecho de Gibraltar que separa el mar Mediterráneo del océano Atlántico. Dicho mar comunicaba con el océano por un estrecho menos profundo, que llevaba el nombre de Rif. El valle que quedó de éste se encuentra en el territorio actual de Marruecos. A todas luces, los períodos glaciares también sobrevenían en aquella época, y el nivel del océano también descendía de vez en cuando en un centenar de metros. Y una vez, con tal caída del nivel, el mar Mediterráneo se vio separado del Océano Mundial, convirtiéndose en una cuenca aislada, a semejanza del mar Caspio de hoy. El Mediterráneo está situado un poco más al norte de la franja de desiertos que "ciñen" la tierra emergente de nuestro planeta. A raíz de ello, la evaporación de agua en este mar es muy intensa, además, los ríos no pudieron compensar esas pérdidas. ¡Y el Mediterráneo se secó totalmente!

El fondo de su parte profunda fue cubierto por una capa de sal marina de cien metros de espesor. Los ríos que desaguaban en el Mediterráneo – Nilo, Ródano y Po – abrieron, en las rocas blandas subyacentes de sus cauces, cañones (desfiladeros) de uno a dos kilómetros de profundidad y de hasta mil kilómetros de longitud: tanto en el terreno por el cual fluyen también ahora, como en el fondo del antiguo mar. Estos ríos desembocaban en pequeños lagos salinos que se secaban, dispuestos a tres kilómetros por debajo del nivel del océano.

Cuando, por fin, los glaciares retrocedieron, el nivel del océano volvió a subir y sus aguas comenzaron a trasladarse por el valle Rif. El caudaloso torrente de agua oceánica volvió a llenar rápidamente, durante varios centenares de años, el mar Mediterráneo. Los ríos colmaron poco a poco de arena y fango sus profundos desfiladeros, retornando a los cauces antiguos. Pero, según el carácter de los depósitos bajo su lecho contemporáneo, resultó posible revelar su cauce al secarse el Mediterráneo. Semejante cañón antiguo, situado bajo el valle del Nilo, fue descubierto por el geólogo soviético L. S. Chumakov durante la edificación de la presa de Asuán. También a él le pertenece la hipótesis acerca de la desecación del Mediterráneo.

En el fondo del mar, nuevamente lleno de agua, también quedó la capa de sal. Esta, cubierta por sedimentos, no se disolvió en la nueva agua oceánica. Varias expediciones del buque explorador norteamericano "Glomar Challenger", equipado con una instalación para la perforación del fondo del mar, demostraron – a base de las muestras de rocas extraídas de los pozos – que la desecación y el llenado del Mediterráneo se repitió reiteradas veces. Por lo menos once capas de sal con sedimentos intercalados constituyen una serie de dos kilómetros de espesor bajo el fondo del actual Mediterráneo.

Por lo visto, once veces tuvieron lugar descensos y ascensos considerables del nivel del Océano Mundial y once veces el mar Mediterráneo se secó por completo antes de que se abriera el estrecho de Gibraltar. Este acontecimiento sucedió de la siguiente forma.

Cinco millones de años atrás un gigantesco sismo quebró y dislocó a decenas de kilómetros la corteza de la Tierra desde la zona del Mediterráneo hasta el centro del océano Atlántico. La grieta, producto de esta dislocación, se perfila con nitidez en el mapa del fondo del Atlántico. A través de la fractura formada, de varios kilómetros de ancho y más de mil metros de profundidad en el Mediterráneo, tronando cual cien Niágaras, irrumpieron las aguas del Atlántico. Después de abrirse el estrecho de Gibraltar, el Mediterráneo se llenó de agua oceánica fría que contenía organismos característicos de las profundidades del océano abierto. Sin embargo, dos millones de años atrás la profundidad del estrecho de Gibraltar se redujo hasta la actual, que constituye medio kilómetro, y las aguas en el fondo del Mediterráneo se calentaron hasta 12°C (en el capítulo anterior relatamos acerca de las corrientes en este mar). Todos los ostrácodos de aguas profundas fueron extinguidos por el sobrecalentamiento, y hasta la fecha, el Mediterráneo, a profundidades mayores de 2,5 km, no es sino un desierto biológico.

Toda la sal enterrada en el fondo del Mediterráneo fue extraída, al fin de cuentas, del Océano Mundial. En estas circunstancias su salinidad, como se puede calcular, disminuyó bastante, en un 4‰, después de lo cual aumentó muy lentamente, alcanzando su nivel anterior igual al 35‰. La disminución de la salinidad del océano debilita la fusión de los hielos que cubren sus zonas polares. Por esta razón, la frontera de los hielos marinos, por lo visto, 6 ó 5 millones de años atrás pasaba más al sur de la contemporánea, y el albedo de la Tierra superaba algo el de ahora. Lo más probable es que el clima del planeta en aquella época debía ser más frío por término medio que el actual y que el de la época anterior a la desecación del Mediterráneo. Cabe recordar que todos estos acontecimientos sucedieron recientemente en comparación con la edad de la Tierra, pero mucho antes que los últimos períodos glaciares.

Durante las glaciaciones ordinarias, por el contrario, la salinidad del océano aumentaba, ya que los glaciares acumulan agua dulce. El descenso del nivel del océano en 100 m eleva su salinidad en 1‰. La variación de la salinidad y el desplazamiento de la línea costera al bajar el nivel del océano puede provocar el cambio de sus corrientes principales. Este hecho, a su vez, ejerce una fuerte retroacción sobre el clima. ¿Cuál es, pues, la causa de que el sistema de corrientes del

Océano Mundial es tan sensible a la variación de su salinidad? La respuesta no es simple, ni mucho menos.

A profundidades mayores de un kilómetro y medio la temperatura de las aguas oceánicas baja hasta 2 ó 3°C casi independientemente de la latitud. Por eso el Océano Mundial contiene enormes reservas de frío. Juzguen ustedes mismos, pues es casi una paradoja: la temperatura media de la superficie terrestre constituye 15°C, la del subsuelo de la Tierra también es alta (a la profundidad de 7 km siempre supera los 200°C), mientras que a profundidades intermedias, tanto en la tierra firme como en el océano, la temperatura es mínima. Por analogía con el efecto de invernadero, que asegura una alta temperatura de la atmósfera en la superficie de la Tierra en comparación con la temperatura de radiación de equilibrio del planeta, el fenómeno en cuestión, o sea, el frió de las profundidades oceánicas y del subsuelo terrestre puede llamarse efecto de "sótano".

Surge la pregunta: ¿por qué la conductibilidad térmica no iguala la temperatura de las aguas profundas del océano por medio de los flujos cálidos tanto desde abajo como desde arriba? Por la misma razón por la cual en los subterráneos la temperatura siempre es inferior a la media anual en la superficie. La causa de ello radica en la convección de otoño e invierno de las aguas subterráneas y oceánicas.

En el verano los rayos solares calientan a fondo tan sólo la capa superior de la superficie: cerca de 100 metros de agua en los océanos y mares y nada más que 1 ó 2 metros del suelo. Por cuanto la densidad del agua tibia superficial es menor que la del agua subyacente no calentada, en primavera y verano su mezcla ocurre muy lentamente. Otra cosa sucede en otoño e invierno. El agua superficial enfriada (sobre todo por las noches) resulta más pesada que el agua subyacente que tuvo tiempo para calentarse en la estación calurosa anterior. Se origina la convección. El descenso del agua fría y el ascenso del agua caliente que sustituye a la primera engendran, como resultado, un flujo de calor dirigido hacía arriba. Este último es mucho mayor que los flujos térmicos producidos por la conductividad calorífica.

No obstante, entre la convección de otoño e invierno de las aguas subterráneas y el enfriamiento de las profundidades oceánicas también existen diferencias importantes. En primer lugar, la densidad de las aguas subterráneas casi dulces es máxima a 4°C, por lo cual su convección, así como la que se produce en los lagos de agua dulce, será interrumpida en cuanto la temperatura de la superficie descienda más de + 4°C. Este es el motivo por el cual así es, aproximadamente, la temperatura de los subterráneos y el fondo de los lagos profundos en las latitudes medias. En cuanto a las zonas tropicales, la temperatura reducida de las aguas freáticas se determina no tanto por

el contraste verano–invierno, como por la diferencia de las temperaturas diurnas y nocturnas. En lo que se refiere al agua del océano, con una salinidad de 35‰, ésta no tiene máximo térmico de densidad. Cuanto más fría sea tal agua, tanto más pesada resultará incluso hasta la temperatura de $-2°C$ cuando en ella aparecen pequeños cristales de hielo.

En segundo lugar, la convección otoñal en el suelo y en los lagos tiene pequeña envergadura horizontal. Ahora bien, el descenso de las aguas frías del océano (downwelling) en invierno no conduce, ni mucho menos, al ascenso de éstas en el mismo punto, sino que engendra corrientes termohalinas a gran escala y produce el upwelling a distancias muy considerables. Observen otra vez la fig. 40 en la pág. 146.

Como resultado de esta convección, en las profundidades del océano se acumuló una energía térmica negativa muy grande, negativa porque la temperatura media del océano $T_{oc} = 3,5°C$ es menor que la media de la superficie terrestre $T_{sup} = 15°C$. Como se dan cuenta, la naturaleza inventó un método para "meter debajo de una alfombra" el frío polar, ocultándolo en las profundidades oceánicas. Apreciemos esta reserva de frío:

$$Q \simeq m_{oc} c_0 (T_{sup} - T_{oc}) \simeq 6 \cdot 10^{25} \text{ J}.$$

Está claro que incluso una pequeña perturbación del sistema formado de corrientes puede mezclar parte de las aguas profundas con las superficiales, contribuyendo al enfriamiento considerable del clima. Es interesante comparar la reserva de frío del Océano Mundial con la energía invertida en la fusión de los glaciares del último período glaciar. En aquella época el nivel del océano era más bajo que el actual aproximadamente en $h = 80$ cm, por consiguiente, la masa de hielos que cubría la tierra firme equivalía a la de agua en la capa (de ese mismo espesor) superior del océano, es decir, $m_{hielo} \simeq \simeq 0,7 \cdot 4\pi R_\oplus h \rho_0 \simeq 3 \cdot 10^{19}$ kg. Despreciemos la glaciación del propio océano. Para derretir esta masa de hielo se requiere una energía de cerca de 10^{25} J. La Tierra, íntegramente, obtiene semejante energía térmica en el plazo de dos años y medio, pero ésta se invierte, como ya sabemos, en la radiación infrarroja de nuestro planeta. Dicha energía, sin embargo, es menor, pero del mismo orden que el déficit contemporáneo de energía térmica del océano, es decir, que su reserva de frío. Por lo tanto, cualquier intensificación de la mezcla de las aguas profundas del océano con las aguas superficiales contribuye al enfriamiento del clima, en tanto que su mezcla muy intensa puede provocar incluso un período glaciar.

Además de las corrientes permanentes engendradas por el viento, también los huracanes (tifones) contribuyen regularmente a la mezcla de las aguas oceánicas. Estos ciclones profundos que se desplazan (la presión baja récord en la superficie constituye 0,85 de la normal) surgen, por término medio, seis veces al año (desde 0 hasta 13) en las zonas tropicales occidentales de los océanos Pacífico y Atlántico. El viento huracanado, con una velocidad de hasta 50 m/s, acelera las ondas de 30 metros y la energía cinética del huracán alcanza 10^{19} J. Sin embargo, la liberación de esta energía y su transformación en calor no calienta, sino enfría la superficie del océano. Los huracanes mezclan intensamente las aguas del océano tropical hasta las profundidades de 200 a 400 m en una franja del orden de cien kilómetros de anchura. Después de pasar el huracán, el agua en su rastro permanece durante mucho tiempo varios grados más fría.

Las erupciones de los volcanes influyen poco tiempo sobre el clima. El polvo y el humo que éstos arrojan a grandes alturas son dispersos por los vientos de la troposfera superior en torno a toda la Tierra. De vez en cuando la columna de humo de la erupción asciende incluso a la estratosfera. Para la completa precipitación de este polvo se necesitan años enteros. El polvo disipa la luz solar, por lo cual aumenta temporalmente el albedo de la Tierra.

Así, por ejemplo, el 27 de agosto de 1883 se produjo la erupción del volcán Krakatoa, fue la erupción más potente en la superficie de la Tierra en el período histórico. La ola tsunami engendrada por la caída de la parte separada de la isla de Krakatoa recorrió tres veces el globo terráqueo. Ya a finales de noviembre de 1883 en Europa se observaron fenómenos ópticos insólitos: durante la puesta del Sol todo el cielo durante varias horas se volvía purpúreo. La causa de ello fue la disipación de la luz solar por la capa de polvo arrojado por el volcán a la estratosfera. Durante varios años seguidos después de esta erupción, en toda la Tierra hacía más frío que de ordinario. Cabe señalar que en este caso dicho enfriamiento pudo ser provocado no sólo por el incremento temporal del albedo de la Tierra, sino también por la mezcla parcial de las aguas oceánicas cuando pasó el tsunami.

Se sometió a discusión la idea de que los súbitos enfriamientos climáticos en el pasado podían ser resultado de la mezcla de las aguas al caer en el océano meteoritos muy grandes. Esta causa, sin embargo, no sirve para explicar los reiterados períodos glaciares por cuanto es demasiado pequeña la probabilidad de caída de un meteorito que perturbe el océano más que la erupción del Krakatoa.

Hagamos notar una consecuencia más del "efecto de sótano". Cuando en el capítulo IV analizamos el balance térmico de la Tierra, habíamos señalado que para el día de hoy todavía no hay seguridad

de que el flujo térmico de la radiación infrarroja que abandona la Tierra compense exactamente la potencia térmica suministrada a la Tierra por los rayos solares. De principio, es posible la situación en que estos flujos resulten iguales por término medio tan sólo para periodos del orden de varias decenas de milenios. Con otras palabras, no se puede excluir la posibilidad de que, en los periodos interglaciares cálidos, la atmósfera calentada al fondo irradia al cosmos una energía que en fracciones de tanto por ciento sobrepasa la suministrada a la Tierra por el Sol, y las profundidades del océano acumulan poco a poco reservas de frío. Por el contrario, en los periodos glaciares la atmósfera enfriada cede al cosmos un flujo de energía menor que el contemporáneo, y el sistema de corrientes modificado puede acumular la energía que falta en el océano cuya profundidad se redujo pero que sigue siendo bastante grande.

Según las ideas modernas, los dos estados del clima de la Tierra, tanto el cálido como el glaciar, son próximos a la estabilidad. El paso entre ellos es lento y está obstaculizado por la inercia térmica de formación y fusión de los glaciares, así como por la enorme energía mecánica necesaria para el cambio de las corrientes oceánicas. Esos pasos pueden verificarse por la acción de muchas causas. Además, no es obligatorio que tal acción externa sea fuerte y que cambie considerablemente el flujo de energía térmica suministrado a la Tierra. Es mucho más importante la duración de dicho influjo externo. Desde este punto de vista tampoco se puede excluir la influencia que ejerce sobre el clima la radiación variable no térmica del Sol. Los 11 años del ciclo solar es un periodo demasiado corto para que la perturbación de la parte ultravioleta del espectro solar afecte de algún modo el clima de la Tierra. No obstante, muchos científicos consideran, por ejemplo, que los 70 años del mínimo de Maunder son un motivo suficiente para explicar el pequeño enfriamiento del clima en el siglo XVII.

Ahora bien, existe una influencia externa la cual, aunque a primera vista es débil, se prolonga, sin embargo, para plazos largos, por ejemplo, para decenas y centenas de milenios. Es posible que no sea esta influencia la que provoca el cambio directo del clima desde el estado cálido hasta el glaciar, y viceversa. Pero la misma prefija la escala temporal de tales cambios, sirviendo de resorte o de péndulo que determina la marcha del reloj climático de la Tierra.

Esta causa es la variación de la excentricidad de la órbita de la Tierra alrededor del Sol y la precesión del eje giratorio de la Tierra, que influyen sobre el clima conjuntamente. La teoría astronómica de las oscilaciones del clima fue creada en los años veinte de nuestro siglo por el destacado científico yugoslavo M. Milankovich. Esta teoría dio

la posibilidad de calcular los tiempos de los períodos glaciares del pasado. Con una precisión de hasta las indeterminaciones del fechado geológico, las edades de una decena de glaciaciones anteriores coincidieron con las vaticinadas por dicha teoría. La misma permite, además, contestar a la pregunta de cuándo debe comenzar la próxima glaciación en la Tierra.

4. EL "ALIENTO" FRÍO DE LA ECLÍPTICA

He aquí como razonaba Milankovich. La excentricidad de la órbita terrestre varía bajo la acción de las perturbaciones pequeñas de otros planetas (fig. 11). Esta excentricidad puede alcanzar un valor de $e_{max} = 0{,}0658$, lo que, de por sí, no es tan pequeño. El período característico de variación de la excentricidad es de cerca de 100 mil años. Además, el eje terrestre realiza precesiones con períodos de 26 mil años, y el ángulo de inclinación del eje de la Tierra respecto al plano de la eclíptica, también oscila con períodos de 41 mil años (fig. 22). Por eso, las condiciones de iluminación de nuestro planeta por el Sol varían bastante en el curso precisamente de tales intervalos de tiempo, los cuales, según el orden de su magnitud, son próximos a los períodos de cambio de las épocas glaciares. ¿Tal vez han sido precisamente estos fenómenos astronómicos los que provocaron las numerosas glaciaciones en la Tierra?

Veamos, primero, cómo varía la iluminación solar de la Tierra en el curso de un año, debido a la elipticidad de la órbita terrestre. En el perihelio, la distancia hasta el Sol es igual a $a_\oplus(1 - e)$, ésta es menor que la distancia media $a_\oplus$. La potencia suministrada a la Tierra por el Sol es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia. Debido a ello, cerca del perihelio la misma se correlaciona con la potencia media como $(1 - e)^{-2} \simeq 1 + 2e$. Al pasar el perihelio, la superficie terrestre se ilumina mejor, y en la Tierra hace relativamente más calor. Sin embargo, la velocidad de la Tierra por la órbita cerca del perihelio es mayor que la velocidad media, además, ésta es proporcional a $\sqrt{(1 + e)/(1 - e)} \simeq 1 + e$. Por esta razón, el planeta abandona bastante pronto la parte de su órbita donde la iluminación de su superficie es mayor.

Por el contrario, en el afelio, la distancia hasta el Sol es grande, $a_\oplus(1 + e)$, y la iluminación de la Tierra por los rayos solares resulta relativamente pequeña, siendo proporcional a $(1 + e)^{-2} \simeq 1 - 2e$. En cambio, el tiempo que la Tierra permanece en la parte de su órbita alejada del Sol, es relativamente grande ya que allí la velocidad es pequeña, o sea, menor que la velocidad media en la relación $\sqrt{(1 - e)/(1 + e)} \simeq 1 - e$.

Surge la pregunta: si la distancia media hasta el Sol es invariable y solamente es la excentricidad orbital la que cambia, ¿depende de ésta la suma anual de calor suministrada por el Sol? Para dar la respuesta es necesario sumar la potencia anual de radiación solar que incide sobre la Tierra. Resulta que existe dependencia de la excentricidad, pero la energía anual depende poco de e, proporcionalmente a $(1 - e^2)^{-1/2} \simeq 1 + 0{,}5e^2$.

Así pues, resulta que cuanto mayor sea la excentricidad, tanto mayor será la iluminación media de la Tierra, pero esa diferencia es muy pequeña. Por ejemplo, actualmente, cuando nuestra excentricidad es igual a 0,0167, recibimos tan sólo un 0,014% más de calor en comparación con la órbita circular. Y hasta para la excentricidad máxima de la Tierra la energía media recibida durante un año aumentará tan sólo un 0,2%.

Por cuanto lo que nos interesa es la temperatura media de la Tierra, al extraer la raíz de cuarta potencia de la suma anual de calor, estas pequeñas correcciones disminuirán aún cuatro veces. La influencia de la elipticidad de la órbita resultará insignificante. De este modo se puede considerar que la Tierra recibe anualmente la misma cantidad de energía solar cualquiera que sea la excentricidad de su órbita.

Pero, según decía Milankovich, fíjense que en el curso del año la potencia solar oscila de una forma nada débil: la diferencia entre las intensidades de la iluminación de la Tierra en el perihelio y el afelio se relaciona con la iluminación media como $4e$. De este modo, para excentricidades grandes, su magnitud puede alcanzar el valor de 0,26, ¡y éste es un salto que constituye un cuarto del valor medio! A raíz de ello es necesario ver cómo varían las sumas de calor recibidas por la Tierra en estaciones diferentes. Y la respuesta a esta pregunta depende de si la Tierra pasa su perihelio en verano o en invierno.

El lector recordará que la sucesión de las estaciones del año se determina por la inclinación del eje de rotación de la Tierra respecto a la ecliptica, o sea, al plano de la órbita terrestre. El ángulo de tal inclinación ε hoy día es igual a 23°26'30". Dicho ángulo también varía lentamente, oscilando desde el valor mínimo de 22° hasta el máximo de 24°,5, con un período igual a 41 mil años. Las latitudes de los trópicos y los círculos polares oscilan 2°,5. Estas oscilaciones son importantes para los cálculos exactos, pero no son muy esenciales para los razonamientos cualitativos ulteriores. Reviste mayor importancia el hecho de que el eje de rotación de la Tierra, casi sin cambiar el ángulo de inclinación, gira él mismo, realizando precesiones en torno a la perpendicular a la ecliptica. Ya nos hemos encontrado con este fenómeno al analizar la estructura de nuestro

calendario. El período de precesión es igual a 26 mil años. Es el período al cabo del cual la estrella Polar volverá a ser polar, y el eje de rotación de la Tierra otra vez se orientará hacia ella. Sin embargo, lo que nos interesa ahora no es el período de precesión con respecto a las estrellas, sino la posición recíproca del perihelio de la órbita y los puntos de los solsticios de verano e invierno.

El perihelio de la órbita de la Tierra también se desplaza con respecto a las estrellas. Este se mueve hacia el mismo lado que la propia Tierra se mueve por su órbita, pero ese movimiento es 100 mil veces más lento. Esto significa que el perihelio realiza una revolución completa por la órbita durante $T_{II} = 100$ mil años. Y el punto del equinoccio primaveral y, junto con éste, los puntos de los solsticios de invierno y verano, se desplazan por la órbita en sentido opuesto, con un período $T_{\gamma} = 26$ mil años.

Debido a ello, para averiguar el período T_0 de repetición de la posición recíproca del perihelio y el punto de solsticio de invierno, es preciso sumar las velocidades angulares de dichos puntos, es decir, sumar las magnitudes recíprocas de sus períodos:

$$\frac{1}{T_0} = \frac{1}{T_{\gamma}} + \frac{1}{T_{II}}; \quad T_0 = 21 \text{ mil años.}$$

Examinemos concretamente cuándo el perihelio de la Tierra coincidió con el solsticio de invierno. Actualmente, la Tierra pasa el perihelio el 4 de enero, y el solsticio de invierno corresponde al 22 de diciembre. La diferencia constituye 13 días de movimiento por la órbita, o bien, 12°,65. En el curso de 21 mil años este ángulo aumentará hasta 360°. Por eso, hace relativamente poco tiempo, en el año 1250 de n.e., el perihelio había coincidido con el punto del solsticio de invierno. La siguiente coincidencia tendrá lugar dentro de 20 mil años *), mientras que la anterior ocurrió 22 mil años atrás, y la anterior a ésta, 45,5 y 69,2 mil años antes de n.e. Estos momentos no se repiten con una periodicidad rigurosa, por cuanto en sus cálculos se toman en consideración las perturbaciones provenientes de todos los planetas.

En los intervalos entre estos acontecimientos, con el perihelio coincidió el punto del solsticio de verano. Eso ocurrió 11,2; 33,2; 60,1 mil años atrás, y así sucesivamente en el pasado.

Ahora figúrense uno de los momentos de coincidencia del perihelio y el solsticio de invierno. Precisamente hoy esta po-

*) Pero entonces la órbita será casi circular; véase la fig. 11.

sición se realiza con una exactitud de hasta una decena de grados. Sin embargo, para patentizarlo más, supongamos que la excentricidad es igual a 0,06. Esta era su valor 230 mil años atrás y así será de nuevo dentro de 620 mil años. El equinoccio de primavera sigue siendo, al igual que siempre, el 21 de marzo: precisamente esta fecha está registrada en nuestro calendario. Pero el solsticio de verano sólo llegará el 28 de junio, mientras que el equinoccio de otoño se retrasará aún más, correspondiendo al 5 de octubre. La Tierra se mueve lentamente por la parte alejada de su órbita. El verano del hemisferio boreal es largo, pero nuestro planeta recibe poco calor, las nieves y los glaciares se derriten lentamente. Luego viene el invierno. Este dura poco tiempo, su solsticio llega el 28 de diciembre, pasados tan sólo 84 días después del equinoccio otoñal. El Sol se encuentra próximo a la Tierra, iluminando con fulgor deslumbrante los nevados desiertos; de día la nieve se derrite un poco, pero por las noches todo vuelve a congelarse.

Precisamente tales condiciones favorecen al crecimiento de los glaciares, y precisamente ellas contribuyen al paso del clima al estado glaciar. Milankovich escribía: "No es el invierno riguroso, sino el verano frío el que favorece el avance de los glaciares".

Trasladémonos ahora al hemisferio austral. Allí, por el contrario, tenemos un invierno largo y riguroso y un verano corto y tórrido. Pero el océano que ocupa la mayor parte de ese hemisferio se calienta durante el verano aliviando el carácter forzosamente continental del clima.

Pasan tan sólo 11 mil años después de los acontecimientos descritos y la situación cambia diametralmente. Ahora, el que coincide con el perihelio es el momento del solsticio de verano, mientras que la excentricidad sigue manteniéndose tan grande como antes. El largo y crudo invierno reina ya en el hemisferio boreal. Sobrevienen los violentos fríos de cincuenta grados bajo cero, sin que por ello se acreciente mucho la masa de nieve. Llega el verano, breve pero cálido. Los glaciares se derriten rápidamente, elevando el nivel del océano. El período glaciar es relevado por un clima templado.

Las condiciones que favorecen la glaciación han madurado ahora en el hemisferio austral. Pero allí, salvo la Antártida, que, de un modo o de otro, ya está cubierta de hielos perpetuos, y una estrecha franja de América del Sur, los glaciares no tienen donde acumularse. Entre tanto, en el curso del largo, aunque no muy cálido verano, el océano se libra fácilmente de los hielos. En general, el área de éstos en la Tierra se reduce, el

albedo del planeta disminuye y aumenta la temperatura media anual.

Actualmente, el perihelio de la órbita terrestre está próximo al punto del solsticio de invierno. De las consideraciones anteriores se infiere que tal situación contribuye a la glaciación. ¿Por qué, entonces, en este caso nuestro clima no es ahora glaciar? Más aún, en los últimos cien años la glaciación disminuye y el nivel del océano aumenta.

La respuesta cuantitativa radica en que hoy día la excentricidad es pequeña y sigue disminuyendo. En la actualidad, la misma es igual a 0,0167, y dentro de mil años constituirá 0,0163. Tal valor de la excentricidad es insuficiente para sacar el clima de su estado térmico relativamente estable. Ahora bien, 20 mil años atrás la excentricidad era igual a 0,020, la lengua del glaciar de los montes de Escandinavia se extendía hasta la ciudad de Kalinin*), y el mar Báltico no existía absolutamente en aquella época.

Lo expuesto aquí de una forma puramente cualitativa, Milankovich supo traducirlo al lenguaje de los números. He aquí el método cualitativo y patente propuesto por él para comparar las condiciones climáticas de otro tipo con las contemporáneas. Actualmente, en el hemisferio boreal la latitud media en la que el límite inferior de los glaciares desciende hasta el nivel del mar, es decir, la latitud de la línea de las nieves, se encuentra, aproximadamente a 65°. Más al norte de esta línea la tierra firme está cubierta de glaciares también en verano; sin embargo, allí, dentro del Círculo Polar Boreal, la tierra firme no ocupa vastos espacios. Milankovich calculaba la energía solar suministrada a la superficie terrestre en la zona de los 65° de latitud Norte durante la mitad estival del año. Pues precisamente la intensidad de iluminación de la Tierra en el verano del hemisferio boreal implica el avance o el retroceso de los glaciares, y la latitud de 65° es en la que comienza el incremento de los mismos, el cual contribuye al cambio del albedo del planeta. Tras calcular las sumas de calor estival que la Tierra recibió en el pasado en la latitud de 65°, Milankovich estableció en qué latitud la suma estival contemporánea de calor es igual a las sumas calculadas.

Si esta latitud, equivalente en el pasado, resulta igual, digamos, a 69°, eso significará que en aquel momento en la latitud de

*) La ciudad de Kalinin está situada a unos ciento cincuenta kilómetros al norte de Moscú (*N. del T.*)

65° las condiciones climáticas eran próximas a las que tenemos ahora en la de 69°. Por consiguiente, en dichas condiciones, la frontera de la glaciación se desplazará, aproximadamente, a 4° hacia el sur, y los glaciares cubrirán territorios extensos de tierra firme en Canadá, Escandinavia y Siberia Oriental. Siendo así, el albedo de la Tierra se incrementará hasta tal punto que el clima puede pasar al estado glaciar. Por el contrario, si en cierto momento la latitud equivalente llegó a ser menor de 65°, eso significa que en dicha época la glaciación del hemisferio boreal de la Tierra y de esta última en general, disminuye.

Fíjense ahora cómo cambiaban las latitudes equivalentes en el pasado y cuál será su variación en el futuro (fig. 53, *a*). Los sectores negros indican los intervalos de tiempo en los que la latitud equivalente se aproxima a 69°: precisamente dichos períodos deben compararse con las fechas geológicas de las glaciaciones anteriores. Esas curvas fueron calculadas por los astrónomos soviéticos Sh. G. Sharaf y N. A. Búdnikova de acuerdo con la teoría de Milánkovich, pero basándose en los datos astronómicos más exactos acerca de la variación de los parámetros de la órbita terrestre y de la inclinación del eje de la Tierra.

Para comparación, bajo la curva de latitud equivalente se exponen los datos (fig. 53, *b*) acerca de la temperatura (en el pasado) de las aguas del mar Caribe (situado en la zona tropical). Estos datos fueron obtenidos por el método de radioisótopos,

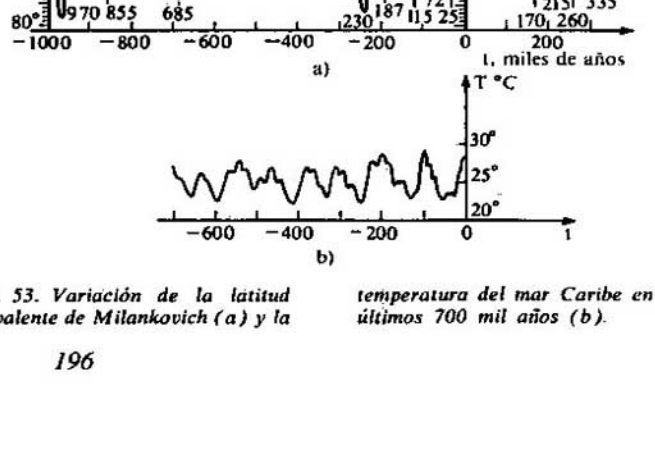


FIG. 53. Variación de la latitud equivalente de Milankovich (a) y la temperatura del mar Caribe en los últimos 700 mil años (b).

utilizando el hecho de que el contenido de isótopo pesado de oxígeno ^{18}O en el agua depende de la temperatura. Por lo visto, incluso en un depósito de agua alejado de los glaciares, donde no hay una sucesión eficaz de las estaciones, en las épocas de glaciación la temperatura descendía varios grados. Tal hecho es un testimonio de que los glaciares afectan el clima de la Tierra en su conjunto.

Al examinar estas curvas conviene recordar que no sólo los planetas influyen sobre el clima y que éste depende no sólo de la intensidad de iluminación estival en la latitud de 65°. Sobre la situación real del límite de los glaciares influye esencialmente su propia prehistoria, ya que es grande su inercia térmica. Así, por ejemplo, después de una fuerte glaciación que ocurrió, digamos, hace 115 mil años, los glaciares no llegaron a fundirse del todo incluso con una iluminación grande en verano. Por eso, los períodos glaciares siguientes, menores según su amplitud, –los mínimos de la fig. 53 que tuvieron lugar 72 y 25 mil años atrás– a pesar de no ser profundos conducían a glaciaciones considerables. La teoría de Milankovich no pronostica exactamente el clima, pero prefija el ritmo climático.

Se sobreentiende que los límites reales de los glaciares no coincidían exactamente con las latitudes. Por ejemplo, en Siberia Occidental no se formaban glaciares extensos ni siquiera en las latitudes bastante altas. La causa primordial de tal anomalía reside, por lo visto, en que esta región carece de macizos montañosos considerables. Precisamente las montañas se convierten en núcleos y gérmenes de grandes glaciares que se deslizan a las llanuras. Otra causa de la falta de glaciación es el carácter continental del clima de Siberia Occidental y la pequeña cantidad de precipitaciones. En estas condiciones, durante los crudos inviernos, el terreno no cubierto de nieve se congela fuertemente a bastante profundidad. De este modo se origina la congelación permanente. A pesar del flujo térmico procedente de las entrañas de la Tierra (hablamos sobre éste en el capítulo III), la congelación permanente puede alcanzar un kilómetro de profundidad. No desaparece del todo ni siquiera en los períodos calurosos interglaciares.

5. EL CLIMA Y LA CIVILIZACIÓN

El último período glaciar terminó cerca de 10 mil años atrás. A este momento le corresponde el último máximo en el pasado entre los representados en la fig. 53, *a*. El límite de los glaciares

retrocedió al norte y a lo alto de las montañas, el nivel del océano comenzó a subir rápidamente y alcanzó el nivel actual seis mil años atrás aproximadamente. Los vastos espacios de Europa, tras ser liberados de los glaciares, empezaron a colonizarse por pueblos que habitaban en la zona tropical. Los que mayores éxitos alcanzaron en este proceso fueron los procedentes de la península de Indostán y de la Meseta Iraniana. Las lenguas de la mayoría de los pueblos europeos tienen raíces comunes con el idioma de la Antigua India, el sánscrito. Por eso una de las principales razas de la humanidad lleva el nombre de indoeuropea.

Las grandes migraciones de los pueblos contribuyeron a sus contactos y a la divulgación de los conocimientos. Y las condiciones climáticas favorables dieron un impulso al desarrollo de la ganadería y la agricultura. Los hombres libres de la constante lucha contra la rigurosa naturaleza comenzaron a desarrollarse espiritualmente. Casi al mismo tiempo surgen los primeros sistemas de escritura que representan el rasgo distintivo principal de nuestra civilización. Se abrió la posibilidad de transmitir los conocimientos acumulados no sólo en forma verbal, de generación en generación, sino también en forma escrita: con destino a los lejanos descendientes y a grandes distancias. La suma de acontecimientos acumulados comenzó a aumentar a ritmos imposibles en los períodos anteriores.

¡Para qué el hombre contemporáneo necesita ante todo la escritura? Tal vez para transmitir las tecnologías, o sea, los procedimientos de producción de bienes materiales. Sin embargo, esta posibilidad no sirvió, ni mucho menos, de estímulo para la aparición de la escritura en el mundo antiguo. Los secretos de la artesanía se transferían felizmente como legado, en el seno de la familia incluso hasta la época de Renacimiento, es decir, hasta los siglos XV–XVI de nuestra era.

Por lo visto, históricamente, el papel más importante en la concepción de la necesidad de escritura lo desempeñó la posibilidad de anotar los acontecimientos astronómicos y climáticos, así como su confrontación y análisis durante intervalos de tiempo grandes en comparación con la vida de una sola generación. Como resultado, se puede decir que la posibilidad de pronóstico de acontecimientos análogos es inconcebible sin la escritura.

Claro está que la periodicidad de las fases de la Luna también se puede determinar mediante el simple cálculo de los días. Pero ya la creación del primitivo calendario solar de 365 días

en el Antiguo Egipto requirió observaciones, durante muchos años, del cielo estelar, así como la anotación de las crecidas del Nilo y su comparación con la primera aparición primaveral (sobre el horizonte) de la estrella más brillante, Sirio. No conviene subestimar el volumen del trabajo mental de los hombres de la Antigüedad. Por ejemplo, ya en el II milenio antes de nuestra era estaba al alcance de los antiguos astrónomos de China y Babilonia la predicción de los eclipses de la Luna. Y usted, lector, que asimiló el curso de astronomía en la escuela, ¿podrá, basándose en las anotaciones de las posiciones de la Luna entre las constelaciones, calcular la noche del próximo eclipse de nuestro satélite? Es muy dudoso.

Claro está que la influencia del clima sobre el desarrollo de la humanidad fue muy considerable incluso antes de aparecer la civilización. Además, el papel positivo pertenecía no sólo a los intervalos cálidos interglaciares, es decir, a las "edades de oro" del florecimiento, sino también a las épocas de descenso de la temperatura cuando los glaciares avanzaban. Es completamente posible que el carácter versátil del clima terrestre y la sucesión de las épocas cálidas y frías, con una periodicidad de 40 a 200 mil años, fue una condición necesaria para la propia formación del hombre como especie biológica. En condiciones de crisis superable se estimulaba el trabajo, el pensamiento y la palabra, en tanto que el frío consolidaba las colectividades primitivas. El mantenimiento del fuego y, más tarde, el método de su obtención por fricción, también fueron inventados para combatir el frío.

Asimismo la expansión del hombre por todos los continentes desde Asia y Africa, también fue posible gracias a los períodos glaciares. El descenso del nivel del océano durante las glaciaciones unía las islas con los continentes y éstos entre sí. En particular, desaparecía el estrecho de Behring que separa Alaska de la península de Chukotka. Se considera que precisamente durante el último período glaciar los pueblos de Asia Nororiental pasaron al continente Americano a través del istmo formado aún antes de la total glaciación de Alaska, y después poblaron toda la América del Norte y del Sur. Estas hipótesis se fundan en el hecho de que los indios de América son próximos étnicamente a los mongoles y tártaros. Al mismo tiempo no hay testimonios más antiguos de dos decenas de milenios acerca de la presencia del hombre en este continente.

También Australia fue poblada a partir de Asia. Sin embargo, este acontecimiento sucedió aún antes, 75–100 mil años atrás. Los aborígenes de Australia actualmente están muy lejanos,

desde el punto de vista étnico, de la mayoría de los pueblos de Asia Suroriental. En el último período glaciar la distancia entre Asia y Australia era demasiado grande para la migración. Incluso durante las glaciaciones más grandes, que provocaron el descenso del nivel del océano de 120 a 150 m, no existía una unión ininterrumpida de esos continentes. No obstante, con este descenso del nivel del océano, las actuales islas de Indonesia se juntaron con la península de Indochina, permaneciendo separadas de Australia y Nueva Guinea tan sólo por un angosto estrecho de cerca de 100 km de ancho. Es necesario admitir que incluso en aquellos tiempos tan remotos los hombres ya sabían protegerse, de forma organizada, de semejantes barreras hidrográficas.

Retornemos, sin embargo, al comienzo de nuestra civilización que surgió 6 ó 7 mil años atrás. La escritura no es la única característica que la distingue de la sociedad primitiva. Aproximadamente en la misma época la humanidad salió de la edad de piedra: aprendió a elaborar los metales nativos (cobre, plata, oro) y, más tarde, a obtener el bronce, aparecieron barcos fluviales y marítimos y, por fin, fue inventada la rueda. Todo el desarrollo posterior de la sociedad entra bien en el esquema: son las consecuencias sociales como resultado del desarrollo de la tecnología.

No obstante, precisamente la invención de la escritura proporcionó lo principal que distingue a la civilización de la existencia anterior de la humanidad. La escritura no sólo dio la posibilidad de pronosticar el futuro analizando la historia. Su papel social consiste en que reestructuró la administración de las colectividades e introdujo en ésta un vínculo retroactivo rígido. Tras una orden escrita de arriba, sigue inevitablemente un informe escrito de abajo. La infracción de una orden lleva implícito el castigo a base de las leyes escritas.

El fortalecimiento de la administración une las pequeñas comunidades, integradas por varias familias, en grandes estados. Las ventajas económicas de la unión de los hombres dio un impulso al crecimiento vertical de la población de la Tierra. A pesar de las epidemias y guerras, ya durante varios milenios se mantiene el incremento cada vez más rápido del número de personas, mientras que el tiempo en que se duplica la población disminuye casi monótonamente. Así, el establecimiento de un clima más cálido después de finalizar el período glaciar, estimuló el progreso de la humanidad. Pero también el hombre influye sobre el clima.

En los albores de la civilización ya se vislumbraban los primeros

indicios de variación del clima en algunas zonas a consecuencia de la actividad del hombre. Los montes de la Antigua Grecia, como sabemos de los poemas de Homero, estaban cubiertos de frondosos bosques. Hoy día no son sino peñascos desnudos. Su manto herbáceo quedó hollado por los rebaños de cabras que, entre todos los animales domésticos, lo dañan sobre todo intensamente.

Otro ejemplo aún más significativo es el desierto de Sahara. Como demuestran las perforaciones efectuadas en el valle del Nilo, ese desierto, el mayor en el planeta, se formó tan sólo unos 6 mil años atrás. En las capas más antiguas de los depósitos no hay arena eólica, es decir, traída por el viento, en cambio, en todos los horizontes superiores hay granos de arena no alisados por el agua y que son de origen sahárico. Eso significa que dicho desierto no existió en los tiempos de los intervalos cálidos entre los antiguos períodos glaciares. Por lo visto, el mismo también es el resultado de la actividad del hombre que pastaba los rebaños en el precario manto herbáceo.

El albedo de los desiertos arenosos es más alto que el de las zonas cubiertas de vegetación. Al mismo tiempo, la sequedad del aire de los desiertos contribuye a su enfriamiento de radiación. Debido a ello, los desiertos, incluido el Sahara, que ocupa el 6% del territorio de la tierra firme, enfrían la Tierra complementariamente. La repoblación forestal y la irrigación de los terrenos áridos, practicadas por el hombre hoy día, ejercen una influencia positiva sobre el clima.

Los últimos cien años en la Tierra se ha establecido un clima bastante más cálido. Ese aumento general de la temperatura se evidenció sobre todo los años comprendidos entre 1890 y 1940. La temperatura anual media del hemisferio boreal aumentó 0,6 grados, los glaciares se retiraron hacia las montañas, el límite de congelación permanente retrocedió hacia el norte, y el límite de los hielos marinos se situó varios grados más septentrionalmente. Los datos referentes al hemisferio austral son insuficientes para juzgar con seguridad acerca de la elevación de la temperatura. A pesar de todo, el clima de la Tierra en general cambió positivamente, puesto que el nivel del océano en los referidos cincuenta años subió diez centímetros.

Por desgracia, el motivo de tal mejoramiento del clima aún no está claro. Considerarlo como consecuencia de la actividad del hombre no parece convincente, ya que los últimos 30 años no demostraron, ni mucho menos, que la temperatura sigue aumentando. La temperatura media de la superficie terrestre se ha

estabilizado, incluso en el hemisferio boreal descendió 0,2 grados, mientras que el nivel del océano, a partir del año 1950, oscila dentro de los límites de ± 3 cm, pero por término medio, se mantiene casi constante.

Presten atención al hecho de que la tendencia duradera del clima que deriva de la teoría de Milankovich es actualmente negativa, y la variación de los parámetros astronómicos contribuye al descenso general de la temperatura. Como se deduce de la fig. 53, *a*, la iluminación estival del hemisferio boreal hoy día decrece, y dentro de 20 mil años alcanzará el mínimo. Sin embargo, el mínimo próximo no es profundo, lo cual está relacionado con el hecho de que la excentricidad de la órbita terrestre precisamente en esa época será casi nula, en tanto que los períodos glaciares son provocados únicamente por una gran excentricidad. Esta es la razón de que el futuro climático más cercano no infunde temor. La "disposición de los astros", como diría un astrólogo, favorece el descenso general de la temperatura. Sin embargo, en el último siglo, como resultado de la actividad del hombre, apareció un nuevo factor que, sin duda, ejerce influencia sobre el clima, haciéndolo más cálido.

La cantidad de carbón, petróleo y gas que quema la humanidad comienza a aportar su óbolo pequeño (pero que puede ser medido), al contenido de dióxido de carbono en la atmósfera.

Además, el CO_2 se forma en cantidades considerables durante la producción de cemento. El gas carbónico, al igual que el vapor de agua, absorbe la irradiación infrarroja, es decir, contribuye al efecto de invernadero. Por eso existe la opinión de que el aumento de la extracción de minerales puede contribuir con bastante rapidez al ascenso considerable de la temperatura de la atmósfera.

En efecto, hoy día, en la composición del combustible se queman al año cerca de $5 \cdot 10^{12}$ kg de carbono extraído de los depósitos geológicos. El gas carbónico formado en este caso constituye $2 \cdot 10^{13}$ kg, o bien, el 1% de su masa total en nuestra atmósfera. No obstante, este hecho no significa que el contenido de dióxido de carbono en la atmósfera se incrementa precisamente a este ritmo.

Ahora la porción de gas carbónico constituye $3{,}37 \cdot 10^{-4}$ de toda la masa de la atmósfera. 20 años atrás su contenido era mucho menor: $3{,}18 \cdot 10^{-4}$. Por consiguiente, la cantidad anual de CO_2 aumenta en 10^{-6} de la masa total de la atmósfera, o sea, en $5 \cdot 10^{12}$ kg. Ustedes ven que el incremento realmente medido de dicha concentración resultó 3 ó 4 veces menor que el que se

podía esperar del cálculo del combustible quemado. ¿A dónde, pues, va a parar el dióxido de carbono restante?

La causa de tal divergencia radica en el hecho de que el gas carbónico se disuelve bien en el agua del océano. Y ese gas disuelto es consumido (en el proceso de fotosíntesis) por el fitoplancton, organismos clorofílicos unicelulares que viven en la capa superior de todo el océano. Además, el dióxido de carbono no sólo se disuelve en el océano, sino también entra en reacción química $CaCO_3 + CO_2 + H_2O \rightarrow Ca(HCO_3)_2$. La creta, o sea, el carbonato de calcio $CaCO_3$, se halla depositado en enormes cantidades en el fondo oceánico en forma de conchas y esqueletos de corales. Esta reacción disuelve los depósitos cretáceos, ya que el hidrocarbonato de calcio $Ca(HCO_3)$ se disuelve en el agua oceánica mucho mejor que la creta. Debido a esta reacción es muy difícil determinar con precisión la cantidad de dióxido de carbono disuelto hoy día en el océano. Pero se puede decir con seguridad que, de principio, el océano es capaz de absorber una cantidad de gas carbónico mucho mayor que su masa atmosférica. Es verdad, sin embargo, que ese proceso no es lo suficiente rápido. Tan sólo a raíz de la pequeña velocidad de disolución del gas carbónico y de la pequeña velocidad de dicha reacción química registramos cierto aumento de su contenido en la atmósfera.

Supongamos, por un instante, que la concentración de dióxido de carbono en la atmósfera se ha duplicado. Semejante situación conduciría al aumento de la temperatura media de la superficie terrestre en 2 ó 3 grados. Ese incremento de calor se haría particularmente patente en las regiones polares donde la temperatura media subiría, incluso, 6 u 8 grados, lo cual contribuiría a que, en verano, todo el océano Glacial Artico se liberaría de los hielos. Desafortunadamente, la duplicación de su contenido en la atmósfera, por lo visto, nunca podrá ser alcanzado. En primer lugar, porque la velocidad de absorción de gas carbónico por el océano crece con el aumento de su concentración en la atmósfera; en segundo lugar, porque en un clima cálido será más activa la fotosintesis que transforma el dióxido de carbono en materia organica de las plantas tanto en la tierra firme como en el océano.

Sin embargo, debemos preocuparnos no sólo de que el clima sea más cálido, sino también de que la Tierra no se sobrecaliente, particularmente las zonas tropicales en las latitudes del cinturón de los desiertos. El aumento considerable de la temperatura conduciría, además, a la reducción de los glaciares de la

Antártida y Groenlandia y al ascenso del nivel del océano. Como resultado, disminuiría el territorio ocupado por la tierra firme y serían inundadas las regiones fértiles costeras. En resumidas cuentas, el efecto económico del aumento general de la temperatura resaltaría para la Tierra más bien negativo.

Es interesante apreciar cuán pronto se reflejará en el clima el desprendimiento directo de calor por la energética mundial. En este caso, por supuesto, conviene calcular solamente la energía que se obtiene al quemar los combustibles geológicos, así como la energía atómica. La combustión de leña y de los residuos agrícolas, la transformación directa de la energía solar en otros tipos, las centrales hidroeléctricas y los aeromotores: todos estos procesos e instalaciones utilizan, de forma directa o indirecta, la energía de la radiación solar. Además, la energía solar ya antes se ha tomado en consideración al determinar el equilibrio térmico de la Tierra. Se trata tan sólo de la energía adicional. Toda ella, al fin y al cabo, se transforma en calor y contribuye independientemente al calentamiento del planeta.

Sabemos la masa de carbono que se quema anualmente, por lo tanto no es difícil apreciar también la liberación de energía (la aportación de las centrales eléctricas atómicas por ahora aún es pequeña). Por lo tanto, resulta que la potencia térmica complementaria ahora constituye $2 \cdot 10^{20}$ J/año ó $6 \cdot 10^{12}$ W. Ustedes ven que ya hoy la energética mundial aporta, según el orden de magnitud, casi la misma cantidad de energía térmica que el flujo térmico procedente de las entrañas de la Tierra (cap. IV). Estos dos flujos de energía no son importantes al fondo del flujo de energía del Sol. ¿Pero qué nos espera en el futuro?

El consumo de energía en el mundo aumenta muy rápidamente. A principios de siglo se duplicaba en el curso de 50 años, mientras que ahora se duplica en menos de 20 años. El agotamiento de las reservas de petróleo y gas natural de fácil acceso no refrenará el progreso energético. El carbón bastará para mucho tiempo. Y en un futuro lejano se podrá obtener energía por medio de la síntesis termonuclear. En el curso de la primera mitad del siglo venidero, la energética de petróleo y gas natural será sustituida totalmente por la energía atómica. Las reservas de uranio son suficientes en absoluto. Ya hoy se puede utilizar no sólo el isótopo ^{235}U escaso en la naturaleza, sino también el isótopo abundante ^{238}U. El combustible nuclear se reproduce por los neutrones rápidos utilizando la reacción $^{238}U + n \rightarrow {}^{239}Pu$. El plutonio es un combustible tan cómodo para los reactores nucleares como el uranio-235. Los neutrones rápidos, para la

reacción de formación de plutonio, se engendran en el reactor al desintegrarse el uranio ^{235}U o el plutonio ^{239}Pu. Debido a ello este proceso se denomina reproducción de combustible nuclear.

Teniendo en cuenta estas perspectivas se puede esperar que, también en el futuro, el tiempo de duplicación de la energética permanezca próximo a los 20 años. Esto significa que ya dentro de 200 años la producción de energía en la Tierra alcanzará 10^{16} W, o sea, constituirá el 5% de la potencia térmica solar que llega a la Tierra. Tal energética elevará la temperatura media de nuestro planeta en 3 grados, lo cual ya es una magnitud peligrosa.

Para aquellos tiempos, sin embargo, nuestros descendientes ya dominarán el control preciso del clima. Técnicamente, esto puede ser logrado ya hoy, modificando el albedo de la superficie terrestre y construyendo presas en los estrechos a fin de regular las corrientes oceánicas. Lo que impide llevar a cabo tales proyectos es que aún no disponemos de los conocimientos necesarios para predecir los efectos que nos esperan. Pero lo principal tal vez sea el hecho de que todos nosotros aún no hemos concebido a fondo la necesidad de unir los esfuerzos de toda la humanidad para resolver esos problemas globales.

La ciencia sobre la Tierra, mejor dicho, sobre el enlace de la Tierra con el cosmos, siempre ha sido una ciencia muy profunda emocionalmente. Y cómo no emocionarse al pensar que tenemos la posibilidad de comprender los grandiosos fenómenos de la naturaleza. Recordemos, pues, un fragmento de la canción interpretada recientemente por Vladímir Vysotski:

> Derrámate, lluvia de estrellas,
> nuestras almas contagiando, como siempre,
> con la nostalgia eterna por la Tierra,
> nuestra Tierra entrañable, y el mar.

A NUESTROS LECTORES:

Mir edita libros soviéticos traducidos al español, inglés, francés, árabe y otros idiomas. Entre ellos figuran las mejores obras de las distintas ramas de la ciencia y la técnica: manuales para centros de enseñanza superior y escuelas tecnológicas; literatura sobre ciencias naturales y médicas. También se incluyen monografías, libros de divulgación científica y de ciencia ficción. Diríjan sus opiniones a: Editorial Mir, 1 Rizhski per., 2, 129820, Moscú 1-110, GSP, URSS.

Bakulin P., Kononóvich E., Moroz V.

CURSO DE ASTRONOMÍA GENERAL

El presente libro de texto está dedicado a las bases de una de las ciencias más antiguas sobre la naturaleza: la astronomía, el interés hacia la cual aumenta, sobre todo en la época actual, debido al comienzo de la era de los vuelos cósmicos. Por esta razón, en consonancia con el programa de enseñanza de esta asignatura en las universidades, una atención especial se presta a los logros más actuales de la astronomía, obtenidos tanto por métodos de observación desde fuera de la atmósfera, como por los realizados desde la Tierra. Primeramente se hace una exposición de las bases clásicas de la astronomía (astronomía esférica, astronomía práctica y astrometría) y después sucesivamente se describen todos los objetos cósmicos, empezando por la Tierra, como cuerpos estelares, hasta llegar al examen de los sistemas estelares más lejanos que se encuentran fuera de los límites de nuestra Galaxia y forman parte del Universo accesible al estudio.